

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Centre d'Orsay

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Luis MARQUEZ

PREMIÈRE THÈSE

Étude de quelques spectres continus
produits par réactions nucléaires avec des noyaux légers

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 juin 1966 devant la Commission d'examen

M. J. TEILLAC

Président

Mme P. BENOIST-GUEUTAL

M. E. COTTON

} Examineurs

M. P. DEMEUR

Invité

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Luis MARQUEZ

PREMIÈRE THÈSE

Étude de quelques spectres continus
produits par réactions nucléaires avec des noyaux légers

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 juin 1966 devant la Commission d'examen

M. J. TEILLAC

Président

Mme P. BENOIST-GUEUTAL
M. E. COTTON

} Examineurs

M. P. DEMEUR

Invité

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen

M. ZAMANSKY

Professeurs

MM. BRELOT	T Analyse supérieure	OLMER	T énergétique générale	AUBOIN	T géologie
PRENANT	T anatomie et histologie comparée	ROUAULT	T électricité (Orsay)	Mme BENOIT-GUEUTAL	T physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
GRASSE	T évolution des êtres organisés	CAUTHIER	T mécanique appliquée	MM. BOUGIS	T biologie marine Villefranche/mer
PREVOST	T chimie organique	BARCHIEWITZ	T chimie physique	BRUHAT	T math. MPC
WYART	T Minéralo. & cristallo	BROSSEL	T physique atomique	BRUNN	T géologie historique Orsay
TEISSIER	T zoologie	BUSER	T physiologie comparée	CHABBAL	T physique MGP (Orsay)
MANGENOT	T biologie végé. (Orsay)	CAMUS	T physio-végé.	DEHEUVELS	T math. propé.
AUGER	T physique quantique et relativité	CASTAING	T Physique II thermodyn. (Orsay)	D'ESPAGNAT	T physique théorique (Orsay)
MONNIER	T physiologie générale	CURIEN	T minéralo. & cristallo	FURON	T géologie SPCN
PIVETEAU	T Paléontologie	MOYSE	T physio-végé. (Orsay)	Mme GANS	T génétique
ROCARD	T physique ENS	MM. CHARNIAUX-COTTON	T évolution des êtres organisés	GENEVES	T biologie végétale PCB
CARTAN	T mathématiques ENS	POSSOMPE	T zoologie	GUILBERT	T chimie CUS Orléans
LAFFITTE	T chimie générale	PULLMANN	T chimie quantique	HUIE	T pétrographie
N...	T géométrie supérieure	TEILLAC	T physique nuc. et radioactivité (Orsay)	HOLLANDE	T biolo. géné.
COULOMB	T physique du globe	TONNELAT	T bio. physico-chim. (Orsay)	LIONS	T analyse numérique
Mme COUSIN	T biologie animale SPCN	VILLE	T économétrie	MAITTE	T chimie PCB
MM. CHRETIEN	T chimie minérale	WILLEMART	T chimie PCB	MEYER	T physique propé.
BOCQUET	T zoologie	DODE	T chimie (Orsay)	NICOLAS	T géologie appliquée
KASTLER	T physique ENS	FREYMANN	T recherches physiques	PANIGEL	T biologie générale
EPHRUSSI	T génétique	GUINOCHE	T biolo. végé. SPCN (Orsay)	RAVIER	T pétrographie
RIVIERE	T géologie SPCN & sédiment. (Orsay)	ROLLET	T chimie minérale	ROSEAU	T méca. théorique des fluides
GAUTHERET	T biologie végétale PCB	MM. JOSIE	T chimie SPCN	ROUBINE	T électronique
LUCAS R.	T recherches physiques	CHEVALLEY	T géométrie algébrique et théorie des groupes	SILBER	T chimie PCB
THOMAS A.	T biologie cellulaire	ARNOULT	T électronique Orsay	TEUBERSFELD	T électronique
ARNULF	T optique appliquée	CHAPELLE	T physique I (Orsay)	YVON	T théories physiques
MORAND	T physique enseignement	DELANGE	T mathématiques I (Orsay)	HERVE	T mathématiques
SOLEILLET	T physique PCB	DENY	T math. géné. (Orsay)	NERON	T math. MPC (Orsay)
FORTIER	T Mécanique exp. des fluides	GERMAIN	T mécanique théorique des fluides	Mme PECKER WIMEL	T astrophysique
DRACH	T zoologie	LUCAS	T géologie	MM. BALKANSKY	T physique MPC
QUENEY	T météo. & dynamique atmos.	ALLARD	T chimie physique	LE CORRE	T électricité
GALLIEN	T embryologie	BERTHELOT	T physique des particules fondamentales (Orsay)	DELCROIX	T physique théorique (Orsay)
EICHORN	T botanique	BRICARD	T météo. et physique de l'atmosphère	GOURDIN	T physique théorique (Orsay) des hautes énergies
DE CUGNAC	T biologie végétale SPCN	MM. ALBE FESSARD	T physico-physio.	LEHMANN	T phys. exp. des hautes énergies
Mme CAUCHOIS	T chimie physique	FRIEDEL	T physique des solides (Orsay)	NATAF	T physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
MM. THELLIER	T physique du globe	JULIA	T études des molécules complexes	ECCHALIER	T biologie animale PCB
L'HERITIER	T biologie générale Orsay	LENDER	T biologie animale SPCN Orsay	BARRAUD	T physiolo. cellulaire
GRIVET	T radioélectricité Orsay	MAGAT	T physico-chimie des radioéléments	LORET	T physiologie végé. Orsay
PONCIN	T mécanique générale	QUINTIN	T électrochimie	DARS	T géologie structurale & géolo. appli.
DU BREIL	T arith. & théorie des nombres	MM. MONOD	T chimie du métabolisme	CAMEFORT	T botanique (agréation)
QUELET	T chimie organique	BENOIT	T physio. animale Orsay	VICHNIEWSKY	T mécanique industrielle
CAGNIARD	T géophysique appliquée	DE POSSEL	T analyse numérique	BLAQUIERE	T électronique (Orsay)
CHAMPETIER	T chimie macromoléculaire	CHARLOT	T chimie analytique	ARNOUS	T physique théorique
CUVILLIER	T micropaléontologie	LEMESE	T écologie végétale Orsay	TATIBOUET	T chimie (CSU Orléans)
JUNG	T géologie	GUERIN	T chimie MPC Orsay	MALLIAVIN	T math. propé. (Orsay)
TRILLAT	T microscopie et diffrac. élec.	CHATELET	T chimie PCB	GAUDEMAR	T chimie propé.
WIEMANN	T chimie organ. & struct.	JEAN	T physio-nucléaire Orsay	PEREZ Y JORBA	T physique exp. des Hautes énergies (Orsay)
JACQUINOT	T spectroscopie et physique céleste (Orsay)	MATTIER	T physique SPCN	DAVID	T chimie (agréation Orsay)
VASSY	T physique de l'atmosphère	BERGERARD	T zoologie Orsay	BROUSSE	T chimie théorique
DESTOUCHES	T théorie physique	BERTIN	T électronique Orsay	ROSCH	T astronomie
AMIEL	T chimie générale	BOUSSIÈRES	T radiochimie	GUY	T physique expérimentale
HOCART	T minéral. & cristallo.	COUTURE	T thermo- et méca. physique	LAZARD	T math. MPC
J. P. MATHIEU	T physique optique	MM. ELLEMBERGER	T géologie des grandes régions du globe (Orsay)	MOREL Pierre	T physique MPC
COUTEAU	T cytologie	FRANC	T biologie animale PCB	ARSAC	T programmation
MAY	T zoologie	SCHNELL	T botanique tropicale	LEFEBVRE	T chimie MPC
CHOQUET	T théorie des fonctions et topologie	STLKOWSKI	T physiologie végétale	CHAPEVILLE	T biochimie
FELDMANN	T biologie végétale marine	ACHER	T chimie biologique	BENOIT	T biochimie CPDM
GUINIER	T physique des solides (Orsay)	BAUDON	T biologie animale PCB	RIO	T chimie CPDM
JOST	T physiologie comparée	BEAUMONT	T biologie animale SPCN	JAUZEIN	T géologie ENS
FORTET	T calcul des probabilités et physique mathématiques	BLAMONT	T géophysique ionosphère	PREVOST Georges	T BV CPDM
SCHWARTZ	T calcul dif. & intégral	BOUREAU	T botanique	FAVARD P.	T BA CPDM
CHOUARD	T physiologie végétale	CURIE D.	T physique MGP	VILKAS	T chimie CPDM
MALAYARD	T aviation (technique aéron.)	DURAND DELGA	T géologie	LECIEUX	T chimie CPDM
NORMANT	T synthèse organique	FREON	T chimie organique Orsay	COHEN	T astronomie
BENARD	T chimie minérale	HELLER	T physiologie végétale	TAVERNIER	T physique MPC
BUVAT	T botanique ENS	TORTRAT	T calcul des probabilités	MM. ROIZEN	T physique CPDM
DUGUE	T statistique mathématiques	CAILLEUX	T géologie SPCN	DURAND M.	T BA SPCN
SOULAIRAC	T Psychophysologie	MAGNAN	T physique électricité	PASCAUD	T physiologie
ULRICH	T Physiologie végé. appli.	DAUDEL	T mécanique ondulatoire appli. à la chimie théo. & à la phy. nucléaire	MM. PETIT	T BA CPDM
MARECHAL	T Optique théo. & appli.	FRANC	T biologie animale PCB	MM. BROUSSE	T géologie orsay
KIRRMANN	T théories chimiques	SCHNELL	T botanique tropicale	CAGNIAC	T physique agrégation Orsay
CHADEFAUD	T botanique	STLKOWSKI	T physiologie végétale	LEBERRE	T zoologie (Orsay)
Mme LE BRETON	T Physio. de la nutrition	BAUDON	T chimie biologique	SCHAEFFER	T microbiologie (Orsay)
MM. LELONG	T appli. de l'ana. à la géom.	BEAUMONT	T biologie animale PCB	DE GENNES	T physique des solides (Orsay)
DEVILLERS	T anatomie & histo. compa.	BLAMONT	T biologie animale SPCN	RIOU	T physique nuclé. exp. Orsay
EHRESMANN	T topologie algébrique	BOUREAU	T géophysique ionosphère	CLAUSER	T chimie biolo. Orsay
FRANCON	T physique SPCN	CURIE D.	T botanique	CHEVALIER	T physio. animale Orsay
GLANGEAUD	T géogra. phys. géol.	DURAND DELGA	T physique MGP	JANCOVICI	T physique atomique Orsay
DODEMENT	T mathématiques MGR	FREON	T géologie	FALK-VAIRANT	T physique nucléaire Orsay
PISOT	T technique math. de la physio.	HELLER	T chimie organique Orsay	FETIZON	T chimie propé. Orsay
ROCH	T géologie	TORTRAT	T physiologie végétale	CERF	T mathématiques Orsay
SCHATZMANN	T astrophysique	CAILLEUX	T calcul des probabilités	LURCAT	T physique
TERMIER	T géologie générale	MAGNAN	T géologie SPCN	RIGAUDY	T chimie S. P. C. N.
ZAMANSKY	T mathématiques générales	DAUDEL	T physique électricité	SIGWALT	T chimie S. P. C. N.
LENNUIER	T physique MGP	FRANC	T biologie animale PCB	FOURNET	T électricité générale
RIZET	T génétique Orsay	SCHNELL	T botanique tropicale	COLLONGUES	T chimie C. P. E. N.
ROUTHIER	T géologie appliquée	BAUDON	T chimie biologique	DUBERT	T biochimie
Mme TONNELAT	T physique théorique	BEAUMONT	T biologie animale SPCN	LAUREL	T biologie physico-chimique
MM. DIXMIER	T mathématiques MPC	BOUREAU	T géophysique ionosphère	MOREL F.	T physiologie comparée
SOUCHAY	T chimie générale	CURIE D.	T botanique	TALBOT	T génétique chimique
AGRAUD	T électrotechn. géné.	DURAND DELGA	T chimie organique Orsay	MM. NOUGAREDE	T botanique
BRUSSET	T chimie systématique	FREON	T physiologie végétale	IVANOFF	T zoologie
M. LEVY	T physique théorique des hautes énergies (Orsay)	HELLER	T calcul des probabilités	CADIOT	T océanographie physique
Mme CHAIX	T chimie biologique	CAILLEUX	T géologie SPCN	BARUCH	T chimie organique
MM. HUREL PY	T biologie végétale PCB	MAGNAN	T physique électricité	NOZIERES	T physique propédeutique
MM. PANNETIER	T chimie générale	DAUDEL	T mécanique ondulatoire appli. à la chimie théo. & à la phy. nucléaire	BOK	T physique propédeutique
BRUN	T mécanique des fluides I	FRANC	T biologie animale PCB	SOLIMSKI	T génétique
LEDERER	T chimie biologique (Orsay)	SCHNELL	T botanique tropicale	KRASNER	T mathématiques
Mme DUBREIL	T mathématiques (agréga)	BAUDON	T chimie biologique	BENZECRI	T statistiques
Mme LELONG	T math. II ENS	BEAUMONT	T biologie animale SPCN	VINH MAU	T physique M. G. P.
M. BELLAI	T géologie SPCN	BOUREAU	T géophysique ionosphère	DUQUESNES	T physique C. P. E. M.
MM. COTTE	T physique électricité	CURIE D.	T botanique	SCHUTZENBERGER	T programmation
DUBOIS J.E.	T chimie organique	DURAND DELGA	T chimie organique Orsay	TREMILLON	T chimie MPC
LAMOTTE	T zoologie ENS	HELLER	T physiologie végétale	FAYARD	T chimie MPC
MICHEL A.	T chimie minérale Orsay	TORTRAT	T calcul des probabilités	BUVET	T chimie CPDM
		CAILLEUX	T géologie SPCN	AUTHIER	T physique MPC
		MAGNAN	T physique électricité	PICINBONO	T physique CPDM
		DAUDEL	T mécanique ondulatoire appli. à la chimie théo. & à la phy. nucléaire	BONNEFILLE	T électrotechnique
		FRANC	T biologie animale PCB	Mme PUISEUX DAO	T biologie végétale

le secrétaire général

R. POULAIN

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION GENERALE.....	7
CHAPITRE I - SPECTRES CONTINUS.....	9
I - LES DISTRIBUTIONS STATISTIQUES.....	9
II - SPECTRE DES REACTIONS A TROIS CORPS QUAND IL Y A UN POTENTIEL ENTRE DEUX PARTICULES SORTANTES.....	11
1 - Les réactions en deux étapes.....	12
a - Spectre dans le cas d'une raie fine.....	14
b - Cas d'un niveau large.....	15
c - Cas d'un niveau large avec corrélation angulaire.....	16
d - Cas d'un niveau large avec distribution et corrélation angulaire.....	16
2 - Les réactions avec interaction des états finals.....	17
III - L'ECLATEMENT DE MOLECULES NUCLEAIRES FORMEES PAR ${}^6\text{Li}$	19
1 - Cas de la particule 3 fortement liée.....	21
2 - Cas de la particule 3 faiblement liée.....	22
CHAPITRE II - METHODES EXPERIMENTALES ET ANALYSE DES RESULTATS.....	25
I - LES ACCELERATEURS.....	25
II - LES DETECTEURS.....	26
1 - Les plaques nucléaires.....	26
2 - Les jonctions et l'électronique associée.....	27
III - L'ANALYSE DES SPECTRES CONTINUS.....	27
1 - Transformation d'un spectre continu du laboratoire au centre de masse et ré- ciproquement.....	28
2 - Comparaison du spectre théorique au spectre expérimental.....	29
IV - LE CALCULATEUR.....	29

	Pages
CHAPITRE III - ETUDE DE QUELQUES REACTIONS NUCLEAIRES EN DEUX ETAPES....	31
I - ETUDE DES REACTIONS $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ ET $d + {}^{10}\text{B} = 3\alpha$	31
1 - Introduction.....	31
2 - Dispositif expérimental.....	31
3 - Réaction $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$	31
4 - Réaction $d + {}^{10}\text{B} = 3\alpha$	32
5 - Conclusion.....	33
II - ETUDE DE LA REACTION ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$, ${}^8\text{Be}^* = 2\alpha$	33
1 - Introduction.....	33
2 - Méthode expérimentale.....	35
3 - Résultats.....	36
4 - Conclusions.....	39
CHAPITRE IV - ETUDE DE QUELQUES REACTIONS NUCLEAIRES AVEC ${}^6\text{Li}$	41
I - ETUDE DE LA REACTION $d + {}^6\text{Li} = \alpha + \text{T} + \text{p}$	42
1 - Introduction.....	42
2 - Résultats expérimentaux.....	42
3 - Conclusion.....	43
II - ETUDE DE LA REACTION ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li} = 3\alpha$	43
1 - Introduction.....	43
2 - Etude des spectres de particules alpha.....	45
3 - Etude des rapports d'embranchement.....	45
4 - Interprétation des distributions angulaires de α_0 et α_1	45
5 - Interprétation du spectre continu.....	47
6 - Discussion.....	52
III - ETUDE DES REACTIONS ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li} = n + 3\alpha$ ET ${}^6\text{Li} + {}^{10}\text{B} = 4\alpha$	53
1 - Introduction.....	53
2 - Réaction ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li}$	53
3 - Réaction ${}^6\text{Li} + {}^{10}\text{B}$	53
4 - Conclusions.....	53
IV - ETUDE DE LA REACTION ${}^6\text{Li} + \text{T} = n + 2\alpha$	57
1 - Introduction.....	57
2 - Méthode expérimentale.....	57
3 - Analyse des résultats.....	60
CHAPITRE V - CONCLUSIONS.....	63
REFERENCES.....	65

REMERCIEMENTS

Cette thèse représente la synthèse des travaux sur les réactions nucléaires à plusieurs corps qui ont été effectués au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay pendant les six dernières années et auxquels j'ai participé.

Ces travaux ont pu être entrepris grâce à la générosité du C.E.A., dont j'ai largement utilisé les accélérateurs et l'instrumentation.

Ils ont été effectués au Service de Physique Nucléaire à Basse Energie, sous la direction de Monsieur E. COTTON. Les conseils, l'aide et l'encouragement qu'il m'a prodigués m'ont toujours été très utiles, je tiens à lui en exprimer ma profonde reconnaissance.

Madame H. FARAGGI a mis à ma disposition son laboratoire d'Ionographie. Qu'elle trouve ici le témoignage de ma gratitude, ainsi que Madame A. GARIN, qui m'a aidé efficacement pour tous les développements et dépouillements de plaques.

Ces travaux ont été faits avec la collaboration enthousiaste de mes camarades Mesdemoiselles M. COSTE, C. LEMEILLE, N. SAUNIER, Messieurs PHAM-DINH-LIEN, J.L. QUEBERT, D. MANESSE, J. STEYAERT, M. FRICAUD, J.P. LAUGIER et J. REY.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur M. DEMEUR avec qui j'ai discuté quelques aspects des interprétations théoriques.

Je remercie chaleureusement M. le Professeur R. CHASTEL ; plusieurs expériences ont été analysées en collaboration avec son laboratoire de Physique Nucléaire de Bordeaux.

Ma reconnaissance va aussi à Monsieur DELAUNAY et son groupe qui ont assuré le fonctionnement des accélérateurs, à Mademoiselle DOURY qui a préparé toutes les cibles utilisées et Madame GUGENBERGER et ses collaboratrices qui se sont occupées de la frappe et du tirage de cette thèse.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'existence des réactions nucléaires qui produisent des spectres continus est connue depuis longtemps. Ces réactions nucléaires ont été étudiées auparavant d'une façon qualitative ou semi-quantitative. Cette limitation provenait de raisons techniques ; les spectres continus étaient mesurés à l'aide de plaques nucléaires ou de spectromètres magnétiques, ce qui limitait fortement le nombre de points qu'on pouvait mesurer dans chaque spectre, et le nombre total des spectres mesurés.

Pour analyser ces spectres, la principale difficulté résidait dans la longueur et la complexité des calculs.

Des développements techniques récents ont modifié cette situation. L'invention des jonctions, des sélecteurs multicanaux permet l'enregistrement des spectres avec une très bonne résolution et une grande rapidité. Le développement des sources d'ions lourds a permis l'étude des spectres continus produits par eux. Enfin, l'existence de calculateurs électroniques rapides a rendu possible l'analyse quantitative des spectres observés, c'est-à-dire la comparaison entre la forme du spectre observé et la forme d'un spectre calculé en tenant compte d'hypothèses faites sur le mécanisme de la réaction.

Nous avons étudié à Saclay quelques spectres continus produits par des réactions nucléaires entre noyaux légers. Ces études ont commencé en 1959 et, au fur et à mesure que nous les avons poursuivies, nous avons amélioré les techniques de détection, l'analyse des résultats et leur interprétation théorique.

Les spectres que nous avons étudiés sont produits au cours de réactions de noyaux légers dans des cas où l'énergie disponible va de quelques MeV à 20 ou 30 MeV. Dans ces conditions le nombre d'états possibles est petit et on espère pouvoir comprendre de manière précise le phénomène qu'on étudie et obtenir des renseignements sur les structures nucléaires qui interviennent dans le mécanisme de ces réactions.

Quand l'énergie d'excitation est plus grande, ou quand les noyaux sont plus lourds, des phénomènes plus complexes apparaissent, tels que l'évaporation, la spallation, etc. Nous ne nous occuperons pas de ce type de spectres.

Nous pouvons rendre compte quantitativement de tous les spectres observés au moyen de quatre mécanismes. L'étude de ces quatre mécanismes de formation de spectres continus, dans les réactions nucléaires entre noyaux légers, constitue le sujet de ce travail.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41533909_0017

CHAPITRE I

SPECTRES CONTINUS

Nous considérons des réactions dans lesquelles les particules produites sont des nucléons ou des noyaux. Comme l'énergie disponible est petite par rapport à la masse au repos des particules considérées, les corrections relativistes ne sont pas nécessaires.

Supposons que deux particules, 1 et 2, entrent en collision dans leur système de centre de masse (C.M.) ; combien de particules pouvons-nous observer dans la voie de sortie ? Il est évident qu'on n'observera une seule particule que dans le cas très particulier où cette particule peut être formée au repos. Quand deux particules sont produites, les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion imposent qu'elles sortent avec des impulsions égales en grandeur et de directions opposées, donc avec des énergies bien définies.

Du moment que la voie de sortie comporte plus de deux particules, chacune présentera un spectre continu d'énergie dont l'énergie minimale est zéro et dont l'énergie maximale est définie par les lois de conservation.

Soit la réaction :

$$m_1 + m_2 = m_3 + m_4 + m_5 \dots + Q$$

dans laquelle

m_i = masse de chaque particule

M = somme des masses des particules émises

Q = chaleur de la réaction

ϵ = énergie cinétique des particules incidentes

X_i = énergie maximale possible de la particule sortante i

on aura

$$X_i = (M - m_i) (Q + \epsilon) / M$$

Les mécanismes de réactions que nous allons considérer dans les quatre chapitres suivants nous permettront de savoir quelle est la forme du spectre due à chaque particule émise i , entre zéro et X_i .

I - LES DISTRIBUTIONS STATISTIQUES

Les distributions statistiques ont été calculées par Uhlenbeck et Goudsmit(1). On suppose que la probabilité, pour que l'impulsion d'une particule se trouve dans un certain intervalle, est proportionnelle au volume dans l'espace des impulsions :

$$dv = \pi_i dp_i dq_i dr_i.$$

Dans cette formule, p_i , q_i et r_i sont les composantes de l'impulsion de la particule i , π_i représente le produit de tous les éléments semblables.

En tenant compte des relations dues aux lois de conservation, ils obtiennent les distributions statistiques.

Dans le cas d'une réaction à 3 corps on peut écrire

$$d^2\sigma/dw_1 d\varepsilon_1 = K_1 \varepsilon_1^{1/2} (X_1 - \varepsilon_1)^{1/2}.$$

Dans le cas d'une réaction à 4 corps

$$d^2\sigma/dw_1 d\varepsilon_1 = K_1 \varepsilon_1^{1/2} (X_1 - \varepsilon_1)^2.$$

Dans le cas d'une réaction à n corps

$$d^2\sigma/dw_1 d\varepsilon_1 = K_1 \varepsilon_1^{1/2} (X_1 - \varepsilon_1)^{(3n-8)/2}$$

où K_1 est une constante de normalisation.

Il est évident que les distributions statistiques sont isotropes. Les spectres ont la même forme et intensité dans toutes les directions.

Le facteur statistique doit apparaître dans toutes les réactions à plusieurs corps. Selon les mécanismes, d'autres facteurs modifieront la forme de la distribution statistique. Tous les autres mécanismes doivent admettre comme cas limite la distribution statistique.

Nous montrons, sur la figure 1, la forme des distributions statistiques dans le cas de réactions à 3, 4 et 5 corps.

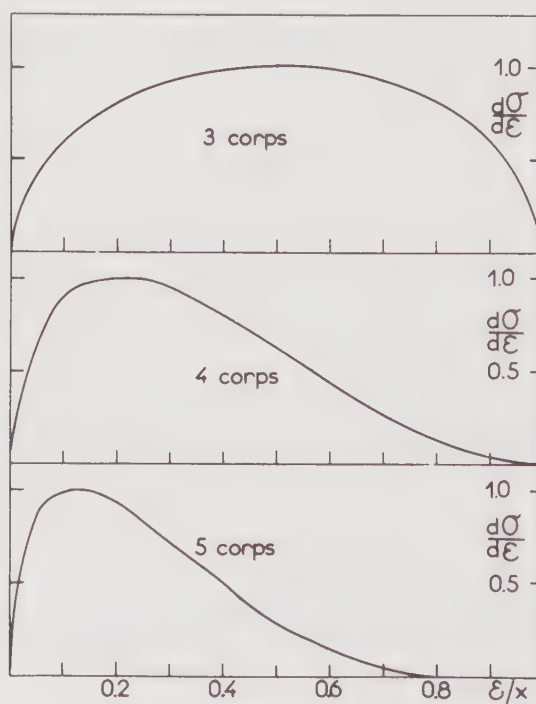


Figure 1 - Spectre en énergie des distributions statistiques pour les réactions à 3, 4 et 5 corps.

Nous allons illustrer la méthode statistique par un exemple qui permet de redémontrer la formule de la section efficace dans le cas de trois particules. Dans cette méthode, la conservation d'énergie s'exprime en écrivant que l'énergie totale se trouve dans l'intervalle d'énergie : H et $H + dH$ avec H et dH constants. De même la conservation d'impulsion implique que les trois composantes cartésiennes de l'impulsion se trouvent dans des intervalles P et $P + dP$, Q et $Q + dQ$, R et $R + dR$, avec dP , dQ et dR constants.

Considérons une désintégration statistique à trois corps dans laquelle on détecte l'énergie de deux des particules pour tous les événements. On aura :

$$dV = dp_3 dq_3 dr_3 dp_5 dq_5 dr_5 dp_6 dq_6 dr_6$$

avec

$$p_3 + p_5 + p_6 = P = 0 \quad q_3 + q_5 + q_6 = Q = 0 \quad r_3 + r_5 + r_6 = R = 0$$

On peut remplacer par exemple $dp_6 dq_6 dr_6$ par $dP dQ dR$ et, comme ce dernier élément est constant, on l'omet dans l'expression de l'élément de volume qui devient :

$$dV = dp_3 dq_3 dr_3 dp_5 dq_5 dr_5.$$

Passons maintenant en coordonnées sphériques ; soit θ_3 et φ_3 les angles polaire et azimutal de la particule 3, et soit θ et φ les angles polaire et azimutal de la particule 5 par rapport à la particule 3.

On aura :

$$dV = p_3^2 dp_3 \sin \theta_3 d\theta_3 d\varphi_3 p_5^2 dp_5 \sin \theta d\theta d\varphi.$$

On garde dans cette expression seulement les variables dont dépendent les énergies, ce sont p_3 , p_5 et θ

$$dV = p_3^2 dp_3 p_5^2 dp_5 \sin \theta d\theta$$

On a les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \varepsilon_3 &= p_3^2 / 2 m_3 & \varepsilon_5 &= p_5^2 / 2 m_5 \\ \varepsilon_6 &= (p_3^2 + p_5^2 + 2 p_3 p_5 \cos \theta) / 2 m_6 \end{aligned}$$

Si on différencie et si on omet les masses qui sont constantes on a :

$$d\varepsilon_3 = p_3 dp_3 \quad d\varepsilon_5 = p_5 dp_5 \quad d\varepsilon_6 = p_3 p_5 \sin \theta d\theta$$

$$\text{D'où } dV = d\varepsilon_3 d\varepsilon_5 d\varepsilon_6$$

Par ailleurs, $\varepsilon_3 + \varepsilon_5 + \varepsilon_6 = H$, on peut remplacer $d\varepsilon_6$ par dH et omettre dH car il est constant : $dV = d\varepsilon_3 d\varepsilon_5$.

Dans un diagramme représentant les variations de ε_5 en fonction de ε_3 la distribution statistique donne donc une densité de points constante. La région accessible dans ce diagramme est donnée par une ellipse définie par les lois de conservation. Pour obtenir le spectre d'une seule particule ε_3 , on intègre sur ε_5 dans les limites données par l'ellipse et on retrouve l'expression donnée précédemment. Ces résultats sont bien connus et utilisés dans les diagrammes de Dalitz.

II - SPECTRE DES REACTIONS A TROIS CORPS QUAND IL Y A UN POTENTIEL ENTRE DEUX PARTICULES SORTANTES.

Considérons que, dans la réaction

$$m_1 + m_2 = m_3 + m_5 + m_6,$$

il y a une interaction entre les particules 5 et 6. La forme du spectre statistique sera modifiée à cause de cette interaction. Nous allons distinguer deux cas de réactions de ce type. Supposons que les particules 5 et 6 soient libres et qu'elles entrent en collision dans l'espace. Si le potentiel est assez fort pour donner une section efficace de diffusion importante, mais pas assez fort pour donner des états virtuels, on dira qu'il y a interaction des états finals. Quand le potentiel donne des états virtuels, on a ce qu'on peut considérer comme une réaction en deux étapes. Dans le premier cas,

la section efficace est décrite par une longueur de diffusion. Dans le second cas, la section efficace est décrite par l'énergie du niveau virtuel et sa largeur. On voit qu'il y a une grande similitude entre ces deux mécanismes, ce qui donne lieu souvent à confusion dans la littérature et les dénominations peuvent changer.

1 - Les réactions en deux étapes

On appelle réaction nucléaire en deux étapes une réaction dont la séquence est la suivante :

$$m_1 + m_2 = m_3 + m_4 + Q_I$$

$$m_4 = m_5 + m_6 + Q_{II}$$

Les indices en chiffres romains représentent les étapes de réactions, les indices en chiffres arabes désignent les particules de masse m . Dans ce type de réaction, on observe expérimentalement les particules 3, 5 et 6. m_4 est un état non lié. Les schémas de vitesses et d'énergies des événements sont indiqués sur la figure 2.

Dans ce qui suit :

Z est l'axe du faisceau incident

$\vec{v}_1$ représente la vitesse des particules dans le système du centre de masse global ($m_1 + m_2$)

ϵ_1 représente l'énergie des particules dans le système du centre de masse.

$\vec{u}_5$ représente la vitesse de 5 par rapport à 4.

ϵ_{45} représente l'énergie de 5 dans le système où 4 est au repos

$d\omega_5$ est l'angle solide dans lequel est émis 5, 4 étant au repos

$d\omega_1$ est l'angle solide dans lequel est émise une particule dans le système du centre de masse

θ_1 représentent les angles des vecteurs vitesses avec l'axe x

θ_{45} est l'angle de $\vec{v}_4$ avec $\vec{u}_5$

ψ_{45} est l'angle de $\vec{v}_4$ avec $\vec{v}_5$

φ est l'angle dièdre entre les plans $\vec{v}_4, \vec{v}_5$ et $\vec{Z}, \vec{v}_5$

La vitesse $\vec{v}_4$ transforme $\vec{u}_5$ en $\vec{v}_5$ et $d\omega_5$ en $d\omega_5$

$$m = m_3 + m_4 = m_3 + m_5 + m_6$$

$$Q = Q_I + Q_{II}$$

$$\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2$$

$$v_5^2 = v_4^2 + u_5^2 + 2 v_4 u_5 \cos \theta_{45}$$

E_N est l'énergie d'excitation du niveau intermédiaire de la particule 4 pris en considération, cette énergie est mesurée par rapport à l'état fondamental de la particule 4.

Γ est la largeur du niveau intermédiaire.

Quand le niveau intermédiaire du noyau 4 est large, l'expérience montre que cette largeur ne dépend pas de l'angle d'observation. Il semble donc raisonnable de supposer que la première étape puisse s'écrire comme le produit de deux fonctions. Une fonction $f(y)$ qui dépend seulement de l'énergie y de la première transition, et une fonction $I_3(\theta_3)$ qui dépend seulement de l'angle entre les directions de la particule 3 et le faisceau incident.

Pour décrire complètement une réaction en deux étapes, il faut connaître aussi la corrélation angulaire entre les directions du noyau 4 et de la particule 5. Nous supposons que cette corrélation angulaire $I_5(\theta_{45})$ est seulement fonction de l'angle θ_{45} entre $\vec{v}_4$ et $\vec{v}_5$.

On peut exprimer aussi la corrélation angulaire comme une fonction de ψ_{45} . Si nous appelons cette fonction $J_5(\psi_{45})$, on aura :

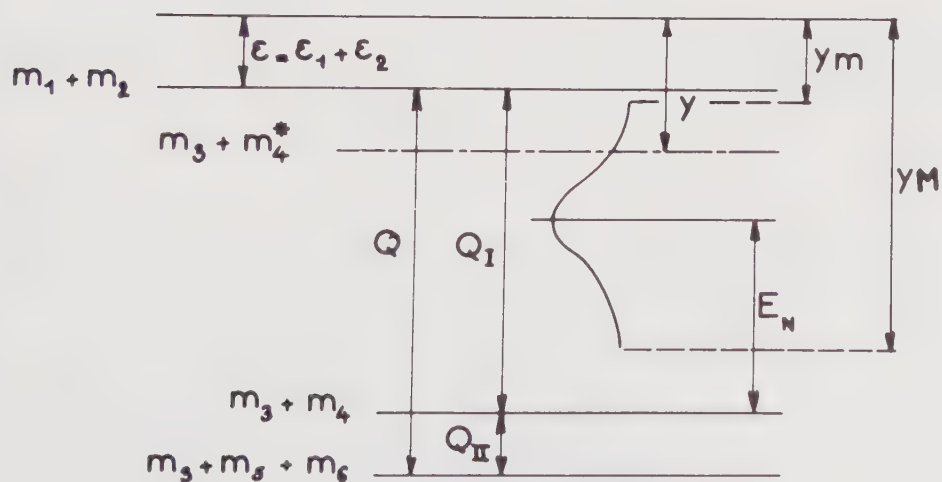
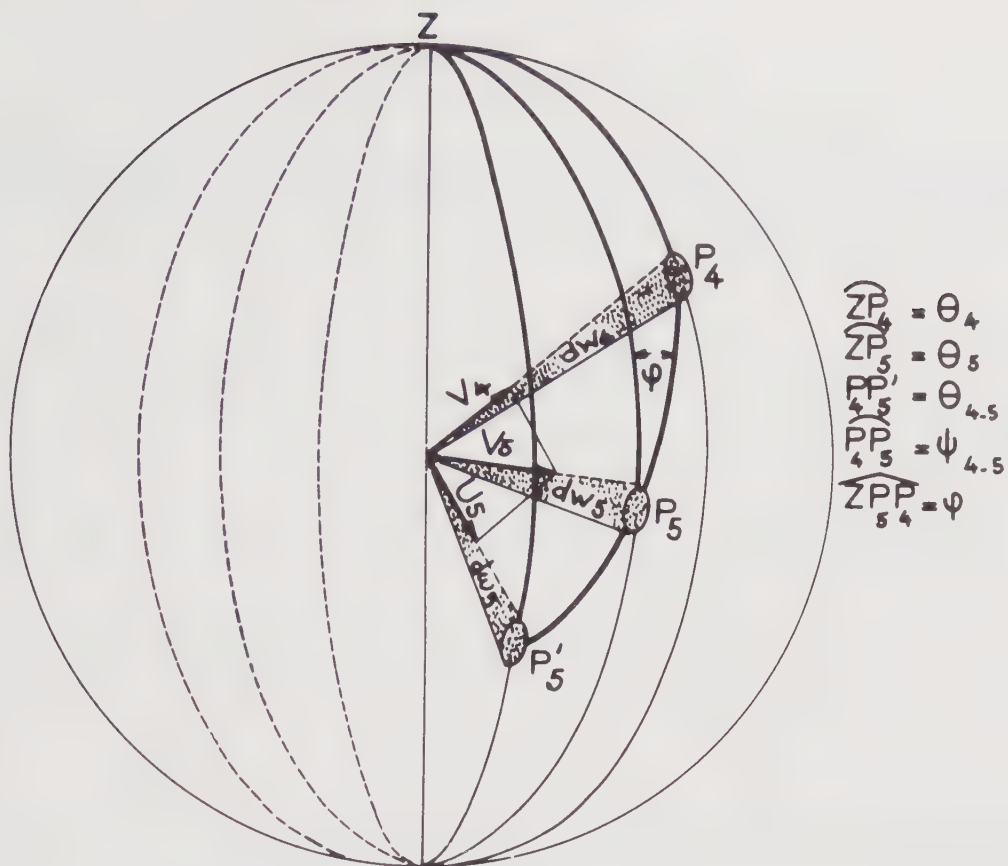


Figure 2 - Schéma des vitesses et schéma des énergies dans une réaction à deux étapes.

$$\begin{aligned}
r &= v_4 / u_5 \\
\tan \phi_{45} &= \sin \theta_{45} / (r + \cos \theta_{45}) \\
I_5(\theta_{45}) d\omega_5 &= J_5(\phi_{45}) d\omega_5 \\
\int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_5(\theta_{45}) d\omega_5 &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi J_5(\phi_{45}) d\omega_5 = 1
\end{aligned}$$

Nous avons donc une fonction $f(y)$ de dimension surface $\times$ (énergie) $^{-1}$ ou (énergie) $^{-1}$, ce qui n'intervient pas, car nous ne calculons que les valeurs absolues des spectres. Ainsi $f(y)dy$ sera une section efficace ou une probabilité. $I_3(\theta_3)$, $I_5(\theta_{45})$ et $J_5(\phi_{45})$ ont comme dimension : (angle solide) $^{-1}$. Alors $I_3(\theta_3)dw_3$, $I_5(\theta_{45})d\omega_5$ et $J_5(\phi_{45})d\omega_5$ sont les probabilités d'émission dans l'angle solide correspondant. Il y a aussi une distribution angulaire $I_4(\theta_4)$ liée à $I_3(\theta_3)$ par les relations :

$$\begin{aligned}
\theta_4 &= \pi - \theta_3 \\
I_3(\theta_3) &= I_4(\theta_4)
\end{aligned}$$

Dans le cas le plus simple, le niveau intermédiaire de 4 est très étroit ; le spectre en énergie de 3 sera alors constitué d'une raie fine ; les spectres en énergie de 5 et 6 seront deux bandes continues dont les limites seront données par les lois de conservation.

a - Spectre dans le cas d'une raie fine

Nous calculons maintenant la forme du spectre de 5 pour une raie étroite, quand la distribution angulaire et la corrélation angulaire sont isotropes.

$$\begin{aligned}
y \text{ est constant} \quad y &= Q_I + \varepsilon - E_N \\
\varepsilon_3 &= m_4 y / m \quad \varepsilon_4 = m_3 y / m \quad v_4 = \sqrt{2m_3 y / m_4 m}
\end{aligned}$$

Il est facile de montrer que :

$$\varepsilon_{45} = m_6(Q + \varepsilon - y) / m_4, \quad u_5 = \sqrt{2m_6(Q + \varepsilon - y) / m_4 m_5}$$

La vitesse et l'énergie de 5 dans le système de 4 sont constantes. Comme la corrélation angulaire est isotrope, le nombre de particules émises par unité d'angle solide est constant :

$$\frac{d\sigma}{d\omega_5} = \frac{1}{4\pi}$$

Comme l'angle azimutal n'intervient pas, on écrit :

$$d\omega_5 = 2\pi \sin \theta_{45} d\theta_{45}$$

aussi

$$\varepsilon_5 = \frac{1}{2} m_5 v_5^2 = \frac{1}{2} m_5 (v_4^2 + u_5^2 + 2 v_4 u_5 \cos \theta_{45})$$

on différencie :

$$d\varepsilon_5 = - m_5 v_4 u_5 \sin \theta_{45} d\theta_{45}$$

on omet le signe - et on fait les substitutions :

$$d\sigma = \frac{\sin \theta_{45} d\theta_{45}}{2} = \frac{d\varepsilon_5}{2 m_5 v_4 u_5}$$

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_5} = \frac{1}{2 m_5 v_4 u_5} = \text{constante}$$

les limites de ε_5 sont $\frac{1}{2} m_5 (v_4^2 + u_5^2 \pm 2 v_4 u_5)$.

Le spectre de 5 est constitué d'une bande rectangulaire, la distribution en énergie est constante.

b - Cas d'un niveau large

Supposons maintenant que le niveau intermédiaire soit large. Dans ce cas, y , l'énergie de la transition correspondant à la première étape, peut avoir toutes les valeurs possibles entre zéro et $\varepsilon + Q$.

Nous avons besoin de connaître la fonction $f(y)$ qui donne la probabilité de transition par unité d'énergie pour chaque valeur de y . Cette fonction est donnée par une formule de Breit-Wigner (2, 3) :

$$f(y) = |M|^2 \frac{v_3 \Gamma_5}{(E - E)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad E = Q_I + \varepsilon - y$$

Nous supposons que l'élément de matrice $|M|$ est constant. D'autre part, les particules de la seconde étape étant très souvent énergiques, nous faisons les approximations suivantes :

$$\Gamma_5 \sim \sqrt{\varepsilon_5}$$

$$\Gamma = \text{constante}$$

et nous obtenons :

$$f(y) = \frac{\sqrt{y(Q + \varepsilon - y)}}{(Q_I + \varepsilon - E_N - y)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Supposons maintenant que la distribution angulaire et la corrélation angulaire soient isotropes et calculons les spectres de 3 et 5. Le spectre de 3 sera donné par la probabilité de la transition :

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_3} d\varepsilon_3 = f(y)dy,$$

d'où

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_3} = \frac{m}{m_4} \frac{\sqrt{y(Q + \varepsilon - y)}}{(Q_I + \varepsilon - E_N - y)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Calculons maintenant le spectre de 5.

Pour chaque valeur comprise entre y et $y + dy$ le spectre de 5 sera celui d'une raie fine d'intensité $f(y)dy$:

$$f(y)dy/2 m_5 v_4 u_5$$

Le spectre total sera donc donné par l'intégrale sur y entre les limites données par les lois de conservation.

Calculons maintenant ces limites. On cherche $d\sigma/d\varepsilon_5$ pour une valeur donnée de ε_5 ou de $v_5 = \sqrt{2\varepsilon_5/m_5}$. Le vecteur $\vec{v}_5$ est fait à partir des vecteurs $\vec{v}_4$ et $\vec{u}_5$ dont les valeurs sont :

$$v_4 = \sqrt{2m_3y/m_4m} \text{ et } u_5 = \sqrt{2m_6(Q + \varepsilon - y)/m_4m_5},$$

les limites de y seront donc données par les racines de l'équation

$$\sqrt{m_3y/m_4m} + \sqrt{m_6(Q + \varepsilon - y)/m_4m_5} = \sqrt{\varepsilon_5/m_5}.$$

Si nous appelons ces deux valeurs y_m et y_M , nous aurons :

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_5} = \int_{y_m}^{y_M} \frac{f(y)dy}{2m_5 v_4 u_5}$$

après intégration on a :

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_5} = \frac{2g}{\Gamma} \times \{ \arctg 2[y_M - Q_I - \varepsilon + E_N]/\Gamma - \arctg 2[y_M - Q_I - \varepsilon + E_N]/\Gamma \} ;$$

dans cette expression :

$$g = 0,25 m_4 \sqrt{m/m_3 m_5 m_6}$$

c - Cas d'un niveau large avec corrélation angulaire

Admettons maintenant que le niveau est large, que la distribution angulaire est isotrope mais qu'il y a une corrélation angulaire entre la première et la deuxième étape. Le spectre de 3 sera le même que précédemment. Calculons le spectre de 5. Le spectre de 5 sera aussi isotrope. Nous voulons $d\sigma/d\varepsilon_5$ pour chaque valeur donnée de ε_5 . Considérons une valeur fixe de y . Nous aurons comme avant $v_5 = \sqrt{2} \varepsilon_5/m_5$, $v_4 = \sqrt{2} m_3 y/m_4 m$, $u_5 = \sqrt{2} m_6 (Q + \varepsilon - y)/m_4 m_5$ et $v_4^2 + u_5^2 + 2 v_4 u_5 \cos \theta_{45} = v_5^2$ donc $\cos \theta_{45}$ a une valeur fixe :

$$\begin{aligned} \cos \theta_{45} &= (v_5^2 - v_4^2 - u_5^2)/2 v_4 u_5 \\ \tan \phi_{45} &= \sin \theta_{45} / (r + \cos \theta_{45}) \end{aligned}$$

Donc θ_{45} et ϕ_{45} ont aussi des valeurs fixes.

La contribution au spectre de 5 sera donnée par la probabilité pour que 5 soit dans l'angle solide dw_5 , multipliée par la probabilité de la transition :

$$f(y) dy J_5(\phi_{45}) dw_5.$$

Nous devons faire la somme sur tous les éléments semblables. On obtient ces éléments en faisant tourner $\vec{v}_4$ et $\vec{u}_5$ autour de $\vec{v}_5$ ce qui laisse v_4 , u_5 , v_5 , θ_{45} et ϕ_{45} fixes. On fait l'intégration sur φ (figure 2). Pour cela il faut écrire dw_5 de façon convenable :

$$\begin{aligned} dw_5 &= \sin \phi_{45} d\phi_{45} d\varphi \\ \int_0^{2\pi} f(y) dy J_5(\phi_{45}) \sin \phi_{45} d\phi_{45} d\varphi &= 2\pi f(y) dy J_5(\phi_{45}) \sin \phi_{45} d\phi_{45} \end{aligned}$$

Si nous effectuons maintenant l'intégrale entre y_M et y_m , nous obtenons le nombre total de particules 5 ; il vient :

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_5} \times d\varepsilon_5 = 2 \pi \int_{y_m}^{y_M} f(y) dy J_5(\phi_{45}) \sin \phi_{45} d\phi_{45}.$$

Faisons maintenant les substitutions :

$$\begin{aligned} J_5(\phi_{45}) \sin \phi_{45} d\phi_{45} &= I_5(\theta_{45}) \sin \theta_{45} d\theta_{45} \\ \sin \theta_{45} d\theta_{45} &= d\varepsilon_5/m_5 v_4 u_5 \end{aligned}$$

et nous trouvons

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_5} = 2 \pi \int_{y_m}^{y_M} \frac{f(y) I_5(\theta_{45}) dy}{m_5 v_4 u_5}.$$

On voit que l'intégrande est fonction uniquement de y car v_4 et u_5 sont fonction de y , $\cos \theta_{45}$ est fonction de y et on peut toujours écrire $I_5(\theta_{45})$ comme une série en $\cos \theta_{45}$:

$$I_5(\theta_{45}) = a_0 + a_1 \cos \theta_{45} + a_2 \cos^2 \theta_{45} + \dots$$

avec $a_0, a_1, a_2 \dots$ normalisés de façon que l'intégrale de I_5 soit égale à 1.

L'intégrale peut être effectuée analytiquement quand, dans la série, il y a seulement des termes pairs. On peut toujours calculer l'intégrale numériquement.

d - Cas d'un niveau large avec distribution et corrélation angulaire.

Supposons maintenant qu'il y a une raie large, une distribution angulaire et une corrélation angulaire. Dans ce cas, les spectres de 3 et 5 dépendent de l'énergie et de l'angle d'observation, donc, on doit les écrire comme des différentielles secondes.

Le spectre de la première étape sera donné par la probabilité de ce que 3 soit dans l'angle solide dw_3 multipliée par la probabilité de la transition :

$$\frac{d^2\sigma}{dw_3 d\varepsilon_3} dw_3 d\varepsilon_3 = I_3(\theta_3) dw_3 f(y)dy$$

d'où

$$\frac{d^2\sigma}{dw_3 d\varepsilon_3} = \frac{m}{m_4} I_3(\theta_3) f(y)$$

Calculons maintenant le spectre de 5. Nous voulons le nombre de particules qui sortent dans un élément d'angle solide dw_5 et avec une énergie comprise ε_5 et $\varepsilon_5 + d\varepsilon_5$.

Considérons une valeur fixe de y . On a un nombre de particules 4 avec vitesse v_4 qui sortent dans un élément d'angle solide dw_4 , ce nombre est $I_4(\theta_4)dw_4$. Comme y est fixe, v_4 et u_5 sont aussi fixes, de même pour θ_{45} , car $v_5 = \sqrt{2\varepsilon_5/m_5}$. L'élément qui contribue au spectre de 5 sera égal à la probabilité pour que 5 sorte dans dw_5 multipliée par la probabilité pour que 4 sorte dans dw_4 et par la probabilité de la transition :

$$I_4(\theta_4)dw_4 \times f(y)dy \times J_5(\psi_{45})dw_5.$$

Pour obtenir toutes les contributions au spectre de 5, nous devons, comme précédemment, effectuer l'intégrale sur φ , puis sur y . Nous devons écrire dw_4 de façon que les valeurs de v_4 , u_5 et v_5 soient inchangées :

$$dw_4 = \sin \psi_{45} d\psi_{45} d\varphi$$

nous aurons :

$$\frac{d^2\sigma}{dw_5 d\varepsilon_5} dw_5 d\varepsilon_5 = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \left[\int_0^{2\pi} I_4(\theta_4) d\varphi \right] \sin \psi_{45} d\psi_{45} J_5(\psi_{45}) dw_5 f(y) dy.$$

Dans cette expression θ_4 est la seule variable qui dépende de φ .

Après avoir fait les mêmes calculs que dans le cas précédent, on trouve :

$$\frac{d^2\sigma}{dw_5 d\varepsilon_5} = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \frac{\left[\int_0^{2\pi} I_4(\theta_4) d\varphi \right] f(y) I_5(\theta_{45}) dy}{m_5 v_4 u_5}.$$

On peut toujours calculer l'intégrale numériquement ; pour cela on a la relation :

$$\cos \theta_4 = \cos \psi_{45} \cos \theta_5 + \sin \psi_{45} \sin \theta_5 \cos \varphi.$$

Notons que si on a un niveau large et une distribution angulaire, mais que si la corrélation angulaire est isotrope :

$$I_5(\theta_{45}) = 1/4\pi$$

et on a :

$$\frac{d^2\sigma}{dw_5 d\varepsilon_5} = \frac{1}{4\pi} \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \frac{\left[\int_0^{2\pi} I_4(\theta_4) d\varphi \right] f(y) dy}{m_5 v_4 u_5}$$

Remarquons que I_5 doit être toujours normalisé mais pas I_3 ou I_4 .

Si la distribution angulaire et la corrélation angulaire sont isotropes, et si Γ est grand, on retrouve les spectres statistiques.

Nous avons suivi, dans ce chapitre, la méthode que nous avons développée dans un travail précédent (4).

2 - Les réactions avec interaction des états finals

Considérons la réaction :

$$m_1 + m_2 = m_3 + m_5 + m_6 + Q$$

et supposons que les trois particules sortantes sont émises simultanément. En l'absence d'interaction entre ces particules, leur spectre aura la forme d'une distribution statistique, mais s'il existe une forte interaction entre les particules 5 et 6, cette interaction modifiera la forme du spectre. Cette modification est la plus importante quand les particules 5 et 6 sont émises à peu près dans la même direction et avec la même vitesse, ce qui correspond à l'énergie maximale de la particule 3.

Considérons le système des particules 5 et 6. Si l'on pose, comme précédemment $m_4 = m_5 + m_6$ et $y = m \varepsilon_3 / m_4$, on peut démontrer que l'énergie ε_{56} des particules 5 et 6, dans leur système de centre de masse, sera :

$$\varepsilon_{56} = Q + \varepsilon - y.$$

Si nous considérons l'interaction entre 5 et 6 comme une diffusion, nous pouvons écrire :

$$\frac{d^2\sigma}{dw_3 d\varepsilon_3} = I_3(\theta_3) \sqrt{y(Q + \varepsilon - y)} \sigma_{56}(\varepsilon_{56}),$$

où $I_3(\theta_3)$ est la distribution angulaire de la particule 3, le radical est le facteur statistique et $\sigma_{56}(\varepsilon_{56})$ la section efficace de diffusion des particules 5 et 6 à l'énergie ε_{56} .

Une manière plus claire de voir les choses, c'est de considérer la réaction inverse. Les particules 3, 5 et 6 s'approchent les unes des autres, si σ_{56} est grande, les particules 5 et 6 sont diffusées et interagissent ensuite avec la particule 3 pour former les particules 1 et 2.

En général, quand on considère l'interaction entre les états finals, on peut écrire la section efficace sous la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dw_3 d\varepsilon_3} = I_3(\theta_3) \sqrt{y(Q + \varepsilon - y)} F$$

Plusieurs travaux théoriques traitent ce problème. Ces travaux se différencient par la méthode utilisée pour calculer F. Dans presque tous, les particules 5 et 6 sont des nucléons.

Migdal(5) a calculé F dans différents cas, il obtient les résultats suivants :

- Si les particules 5 et 6 sont un neutron et un proton, on a :

$$F = \frac{1}{\varepsilon_{56} + \varepsilon_T} + \frac{a}{\varepsilon_{56} + \varepsilon_S}$$

où $\varepsilon_T = 2,2$ MeV et $\varepsilon_S = 0,07$ MeV correspondent respectivement aux états triplet et singulet du système n-p et où a est un coefficient de mélange.

- Si les particules 5 et 6 sont deux neutrons, on a :

$$F = \frac{1}{\varepsilon_{56} + \varepsilon_N}$$

où ε_N est l'énergie correspondant à l'état singulet du système n-n.

Il donne aussi l'expression de F dans le cas de deux protons, expression plus complexe à cause de l'interaction coulombienne.

Watson(6) a étudié aussi ce problème. Il obtient l'expression :

$$F = \sin^2 \delta_0 / \varepsilon_{56}$$

où δ_0 est le déphasage des ondes s.

Il donne aussi la forme :

$$F = \frac{1}{1 + k^2 a^2}$$

où

$$\hbar^2 k^2/2 \mu_{56} = \epsilon_{56}, \quad \mu_{56} = m_5 m_6 / (m_5 + m_6)$$

et où a est la longueur de diffusion.

Certains travaux essayent d'obtenir F en partant de la force nucléon-nucléon. Komarov et Popova (7) obtiennent un bon accord entre le spectre calculé de cette façon et le spectre des neutrons de la réaction $p + d = n + p + p$, mais ils introduisent plusieurs paramètres dont la justification n'est pas évidente.

L'interaction des états finals a permis d'expliquer la présence d'un pic à la fin du spectre de la particule 3, quand les particules 5 et 6 sont deux nucléons, comme c'est le cas pour les réactions $n + d = p + n + n$ (8) et $d + {}^3\text{He} = T + p + p$ (9).

Le spectre de la particule 5 peut être calculé comme dans la réaction en deux étapes en posant :

$$f(y) = \sqrt{y(Q + \epsilon - y)} F$$

On voit que si F a la forme de résonance de Breit-Wigner, on retrouve le même résultat que pour la réaction en deux étapes, et que si F est une constante, on retrouve la distribution statistique.

III - L'ECLATEMENT DES MOLECULES NUCLEAIRES FORMEES PAR ${}^6\text{Li}$.

Dans cette section, nous allons montrer qu'il est vraisemblable, dans certaines réactions avec ${}^6\text{Li}$, d'avoir formation de molécules nucléaires. Nous montrerons aussi que ces molécules nucléaires éclatent souvent, que, dans cet éclatement, apparaissent des spectres continus de particules α . Nous allons en déduire des expressions qui permettent de calculer la forme de ces spectres de particules α . On verra, dans le chapitre IV, que les résultats expérimentaux des réactions avec ${}^6\text{Li}$ sont en accord avec ces idées.

Nous avons à plusieurs reprises modifié et perfectionné nos idées sur ce mécanisme. Nous le croyons encore susceptible de développements plus raffinés. Nous le présentons ici tel que nous l'envisageons actuellement.

Plusieurs travaux, parmi lesquels nous citerons ceux du groupe d'Orsay⁽¹⁴⁾, ont montré que la structure de ${}^6\text{Li}$ présente une forte composante αd . Le travail d'Austern⁽⁴⁴⁾ a expliqué les propriétés de ${}^6\text{Li}$ en le considérant comme un ensemble αnp . Quelle que soit l'hypothèse adoptée, la description en agrégats semble être valable pour ${}^6\text{Li}$; qu'il soit considéré comme de structure αnp ou αd est de peu d'importance, car le deuton est correctement décrit par la structure np comme le montrent les expériences de stripping. Ce résultat n'est pas surprenant car l'énergie de liaison de ${}^6\text{Li}$ considéré comme un ensemble αnp est faible : elle n'est que de 3,7 MeV. Le rayon de proton dans Li , déterminé par la diffusion d'électrons, est $R = 3,4 \text{ fm}$ ⁽⁴⁵⁾, plus grand que le rayon géométrique.

Nous allons considérer dans ce qui suit le noyau ${}^6\text{Li}$ comme une structure αnp . La particule α étant 4 fois plus lourde que les nucléons, on peut imaginer le noyau ${}^6\text{Li}$ comme une sorte d'atome : le centre en serait la particule α , autour de laquelle tourneraient le neutron et le proton.

Nous avons été influencé par la découverte des molécules nucléaires à Chalk-River. Bromley et ses collaborateurs⁽⁴⁶⁾ ont observé dans la réaction ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ quelques états du système composé, la seule explication possible a été de les considérer comme les états d'une molécule nucléaire formée de deux noyaux de ${}^{12}\text{C}$ dont les surfaces se touchent.

Demeur⁽¹⁵⁾ a fait une étude comparative des modèles de molécules nucléaires. A propos des modèles semi-particulaires, il écrit : "Dans les modèles de ce type on conserve des centres très stables (par exemple des particules alpha) et on étudie les nucléons qui assurent la liaison entre ces centres. Il n'y a pas de doute que, dans le modèle que MacManus et Vogt ont proposé pour expliquer les états "quasimoléculaires" du système ${}^{12}\text{C} - {}^{12}\text{C}$, l'idée d'un modèle semi-particulaire soit sous-jacente. Ils parlent, en effet, de deux noyaux ${}^{12}\text{C}$ déformés qui sont en interaction par échange de neutrons bien que le calcul ne fasse pas apparaître les degrés de liberté de ces neutrons de liaison".

Considérons maintenant la réaction ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}$ aux énergies incidentes inférieures ou égales à la barrière coulombienne. Dans une description classique les deux noyaux sont d'abord ralentis,

puis, quand ils se trouvent très près l'un de l'autre et presque au repos, on peut imaginer qu'ils forment une molécule nucléaire. Cette molécule admettra comme centres stables les deux particules α et les quatre nucléons assureront leur liaison.

Quelle est la différence essentielle entre cette molécule nucléaire et le noyau composé ^{12}C ? Si nous appelons ψ_N la fonction d'onde qui décrit les nucléons de liaison dans le cas d'une molécule nucléaire, cette fonction aura deux maximums qui correspondront aux particules α .

Après formation de la molécule nucléaire, la différence est grande entre les systèmes $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ et $^6\text{Li} - ^6\text{Li}$. Dans le premier cas, la réaction la plus probable est la réémission des ^{12}C . Les autres réactions impliqueraient des regroupements des ^{12}C et sont donc moins probables. Dans le deuxième cas, on peut former une nouvelle particule α , ce qui libère beaucoup d'énergie. La formation de cette nouvelle particule α à partir des quatre nucléons de liaison doit être un processus très probable, vu la grande mobilité de ces nucléons. On attend donc, dans ce cas, un état (ou des états) de vie beaucoup plus courte et de largeur plus grande que dans le cas du système $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$. Le système $^6\text{Li} - ^6\text{Li}$ disparaîtra par éclatement au moment de la formation de la nouvelle particule.

Où cette nouvelle particule α sera-t-elle formée ? Si nous supposons que les fonctions d'onde des quatre nucléons de liaison sont à peu près les mêmes, la probabilité de trouver les quatre nucléons en un même point de l'espace sera $P = |\psi_N|^8$. Donc, si ψ_N présente deux maximums, la nouvelle particule α sera formée très probablement à proximité de l'une ou de l'autre des particules α existantes. Cela semble une bonne approximation d'admettre que la particule isolée s'échappe avec l'énergie cinétique correspondant à l'impulsion qu'elle avait avant l'éclatement, c'est-à-dire celle de son mouvement propre. Cette hypothèse nous permettra de calculer la forme de spectres provenant de ce mécanisme.

Nous observerons une réaction de la forme

$$^6\text{Li} + ^6\text{Li} = (\alpha) + (\alpha + \alpha) + 20,90 \text{ MeV}$$

ou, en général, de la forme

$$m_1 + m_2 = (m_3) + (m_5 + m_6) + Q$$

où m_3 est la particule α isolée, m_5 et m_6 sont les particules qui emportent la quasi totalité de l'énergie disponible. Le spectre d'une réaction de ce type doit être isotrope et isomorphe.

Considérons maintenant les réactions $^6\text{Li} + \text{T}$ et $^7\text{Li} + \text{d}$. Dans le premier cas le triton peut jouer le rôle de centre stable vis-à-vis des deux nucléons de liaison de ^6Li . On s'attend donc à la formation d'une molécule nucléaire, suivie d'éclatement :

$$^6\text{Li} + \text{T} = (\alpha) + (\alpha + \text{n}).$$

Mais dans la réaction $^7\text{Li} + \text{d}$, le deuton ne peut pas être considéré comme un centre adéquat pour les trois nucléons de ^7Li . Il n'y aura donc pas d'éclatement. Pour la même raison on n'observera pas d'éclatement dans la réaction $\text{d} + ^6\text{Li}$.

Considérons maintenant les réactions $^6\text{Li} + ^7\text{Li}$ et $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$. Les deux nucléons de ^6Li peuvent assurer la liaison entre la particule α et l'autre noyau. La nouvelle particule se formera autour de l'autre noyau et on observera les réactions :

$$^6\text{Li} + ^7\text{Li} = (\alpha) + (\alpha + \alpha + \text{n}) + 13,65 \text{ MeV}$$

$$^6\text{Li} + ^{10}\text{B} = (\alpha) + (\alpha + \alpha + \alpha) + 16,44 \text{ MeV}$$

on en général

$$m_1 + m_2 = (m_3) + (m_5 + m_6 + m_7) + Q.$$

Quelle sera la forme des spectres produits au cours de l'éclatement ?

$$m_1 + m_2 = (m_3) + (m_5 + m_6) + Q.$$

Le spectre de la particule 3 sera constitué d'un pic large vers les très basses énergies ; les spectres des particules 5 et 6 présenteront des pics situés aux énergies :

$$m_6 (Q + \varepsilon)/m_4 \quad \text{et} \quad m_5 (Q + \varepsilon)/m_4$$

Ces pics seront très larges par suite de la composition du mouvement des particules 5 et 6 avec le recul de la particule 3.

Considérons maintenant l'éclatement

$$m_1 + m_2 = (m_3) + (m_5 + m_6 + m_7) + Q.$$

Pour connaître la forme des spectres, il est nécessaire de savoir comment l'énergie disponible est répartie entre les particules 5, 6 et 7. Nous avons supposé que cette distribution est statistique. En fait, les spectres des particules 5, 6 et 7 ressemblent par leur forme à une distribution statistique à 3 corps. Nous allons établir les expressions mathématiques de la forme des spectres correspondant à ce mécanisme.

Considérons la particule α qui reste seule. Si l'on connaît sa fonction d'onde $\psi(r)$, on peut calculer son spectre en énergie avant l'éclatement. La solution exacte de ce problème semble très difficile, mais nous établirons deux solutions limites, dont nous pensons qu'elles encadreront le cas réel.

1 - Cas de la particule 3 fortement liée

Considérons cette particule α comme très fortement liée dans un puits carré de rayon R , sa fonction d'onde est⁽¹⁶⁾ :

$$\begin{aligned} \psi(r) &= \sin \alpha r/r & \text{si} & \quad r < R \\ \psi(r) &= 0 & \text{si} & \quad r > R \\ a &= \pi/R \end{aligned}$$

La fonction d'onde $\Phi(p)$ dans l'espace des impulsions⁽¹⁶⁾ est obtenue par transformation de Fourier de $\psi(r)$

$$\Phi(p) = (2 \pi \hbar)^{-3/2} \int \psi(r) e^{-i \vec{p} \cdot \vec{r}/\hbar} d\vec{r}.$$

Si l'on néglige les constantes de proportionnalité, l'intégrale donne :

$$\Phi(p) = \frac{\sin kR}{k(\alpha^2 - k^2)}$$

avec

$$k = p/\hbar.$$

Le spectre en impulsion de la particule 3 avant l'éclatement sera représenté par le nombre de particules N_3 dont l'impulsion est comprise entre p et $p + dp$, soit :

$$dN_3/dp = 4 \pi p^2 |\Phi(p)|^2.$$

Soit $P_3(\varepsilon_3)$ la probabilité pour la particule 3 d'avoir une énergie cinétique comprise entre ε_3 et $\varepsilon_3 + d\varepsilon_3$, dans la molécule avant l'éclatement :

$$P_3(\varepsilon_3) = \frac{dN_3}{dp} \cdot \frac{dp}{d\varepsilon_3}$$

avec

$$\varepsilon_3 = p^2/2 m_3.$$

Il est utile d'introduire ici y défini par :

$$y = (m_3 + m_4) \varepsilon_3/m_4.$$

Après substitution et si l'on néglige les constantes de proportionnalité

$$P_3(y) = \frac{\sin^2 kR}{k(\alpha^2 - k^2)^2}.$$

Si les énergies sont exprimées en MeV, les longueurs en fermis et les masses en unités de $^{16}\text{O} = 16$,

$$k^2 = 0,0478312 \, m_3 \, m_4 \, y / (m_3 + m_4).$$

2 - Cas de la particule 3 faiblement liée.

Admettons que la particule 3 se trouve faiblement liée dans un puits carré de potentiel. Dans ces conditions, la fonction d'onde extérieure au puits est⁽¹⁶⁾ :

$$\psi(r) = e^{-\beta r}/r \quad \beta = \sqrt{2 \, \mu \, \epsilon_L} / \hbar$$

Si l'énergie de liaison ϵ_L est faible, cette fonction d'onde fournit une bonne représentation de la fonction d'onde totale. La fonction d'onde dans l'espace des impulsions est obtenue comme précédemment, soit :

$$\phi(p) = 1/(p^2 + \hbar^2 \beta^2).$$

En faisant les mêmes calculs qu'auparavant :

$$P_3(y) = \sqrt{y}/(y + B)^2$$

où

$$B = (m_3 + m_4) \, \hbar^2 \beta^2 / 2 \, m_3 \, m_4.$$

Considérons maintenant l'éclatement

$$m_1 + m_2 = (m_3) + (m_5 + m_6) + Q,$$

et soit ϵ l'énergie incidente. Le spectre en énergie de la particule 3 sera :

$$d\sigma/d\epsilon_3 = P_3(\epsilon_3) \times P_5$$

où P_5 est la probabilité d'émission de la particule 5.

Pour chaque valeur de y , l'énergie disponible à répartir entre les particules 5 et 6 sera $Q + \epsilon - y$. L'impulsion k_5 de la particule 5 dans le système des particules 5 et 6 sera proportionnelle à $\sqrt{Q + \epsilon - y}$. Comme P_5 est proportionnelle à k_5 , le spectre de la particule 3 en fonction de y s'exprimera par :

$$d\sigma/d\epsilon_3 = (m_3 + m_4) \, P_3(y) \sqrt{Q + \epsilon - y} / m_4,$$

et celui de la particule 5, après quelques calculs, par :

$$d\sigma/d\epsilon_5 = g \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} P_3(y) dy / \sqrt{y}.$$

Cette expression est intégrable dans le cas 2 et nous obtenons :

$$d\sigma/d\epsilon_5 = g [1/(y_{\min} + B) - 1/(y_{\max} + B)].$$

Considérons maintenant l'éclatement

$$m_1 + m_2 = (m_3) + (m_5 + m_6 + m_7) + Q,$$

et soit ϵ l'énergie de la particule 3 dans le système du C.M., y l'énergie de l'ensemble associé à ϵ_3 , U l'énergie de la particule 5 dans le système des particules 5 + 6 + 7, $U_{\max}$ l'énergie maximale possible de la particule 5 associée à chaque valeur de y , V l'énergie de la particule 5 dans le système du C.M., $P_5(U)$ la probabilité pour que l'énergie de la particule 5 soit comprise entre U et $U + dU$, c'est le facteur statistique égal à $\sqrt{U(U_{\max} - U)}$; on aura :

$$y = (m_3 + m_4) \varepsilon_3 / m_4 \quad U_M = (m_5 + m_6) (Q + \varepsilon - y) / m_4$$

et pour le spectre de la particule 3,

$$\begin{aligned} d^2\sigma &= P_3(y) dy \, P_5(U) dU \\ \int_0^{U_M} P_5(U) dU &= \int_0^{U_M} \sqrt{U(U_M - U)} dU = \pi U_M^2 / 8 \\ d\sigma/dy &= \pi U_M^2 P_3(y) / 8 \\ \frac{d\sigma}{d\varepsilon_3} &= (m_3 + m_4) \frac{d\sigma}{dy} / m_4 \end{aligned}$$

Pour obtenir le spectre de la particule 5, il faut le transformer du système des particules 5 + 6 + 7 au système du centre de masse.

Nous définissons :

$$U_0 = m_3 m_5 y / m_4 (m_1 + m_2).$$

Dans le spectre en énergie à une bande élémentaire comprise entre U et $U + dU$ correspondra une bande comprise entre $V = U + U_0 - 2\sqrt{U_0 U}$ et $V = U + U_0 + 2\sqrt{U_0 U}$, s'étalant sur $4\sqrt{U_0 U}$.

On aura alors :

$$d^3\sigma = P_3(y) \frac{\sqrt{U(U_M - U)}}{4\sqrt{U_0 U}} dU dV dy = \frac{1}{4} \frac{P_3(y)}{\sqrt{U_0}} \sqrt{U_M - U} dU dV dy$$

et après intégration

$$\frac{d\sigma}{dV} = \frac{1}{6} \int_0^{Q+\varepsilon} P_3(y) dy (U_1^{3/2} - U_2^{3/2}) \sqrt{U_0}$$

dans cette expression

$$\begin{array}{ll} U_1 = 0 & \text{si} \quad U_M - V - U_0 + 2\sqrt{U_0 V} \leq 0 \\ U_1 = U_M - V - U_0 + 2\sqrt{U_0 V} & \text{si} \quad U_M - V - U_0 + 2\sqrt{U_0 V} > 0 \\ U_2 = 0 & \text{si} \quad U_M - V - U_0 - 2\sqrt{U_0 V} \leq 0 \\ U_2 = U_M - V - U_0 - 2\sqrt{U_0 V} & \text{si} \quad U_M - V - U_0 - 2\sqrt{U_0 V} > 0 \end{array}$$

Nous avons considéré R et B comme des paramètres variables.

On peut démontrer que, lorsque B est grand ou lorsque R est petit, on retrouve les distributions statistiques.

Nous avons suivi dans ce chapitre la méthode que nous avons développée dans un travail précédent⁽¹⁷⁾.

CHAPITRE II

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES ET ANALYSE DES RÉSULTATS

I - LES ACCELERATEURS

La majeure partie des expériences a été effectuée auprès des accélérateurs Van de Graaff du S. P. N. B. E. à Saclay.

Nous avons utilisé les Van de Graaff de 2 MeV, de 5 MeV et le Van de Graaff Tandem de 12 MeV.

Le Van de Graaff Tandem accélère les isotopes de H jusqu'à 12 MeV. Sa tension varie de 0 à 6 millions de volts. La source est à l'extérieur de l'accélérateur et fournit des ions négatifs. Ces ions sont accélérés jusqu'au centre de la machine où ils rencontrent une couche mince de gaz. Lorsqu'ils la traversent, tous leurs électrons sont arrachés : ils deviennent positifs et sont accélérés de nouveau jusqu'à la sortie de la machine. Là, ils sont défléchis et analysés par un aimant dont la régulation définit l'énergie de la machine et dont le champ, mesuré avec une grande précision, donne la valeur de l'impulsion des ions. Ensuite, un aimant d'aiguillage permet de diriger le faisceau vers l'une des sept extensions utilisables ; dans chacune d'elles, la focalisation est améliorée grâce à une paire de lentilles quadropolaires.

A l'entrée de la chambre de réactions un collimateur définit un faisceau de 2 mm $\times$ 2 mm.

L'accélérateur Tandem a été utilisé pour l'étude des réactions produites par deutons : $d + {}^7\text{Li}$, $d + {}^{10}\text{B}$ et par protons : $p + {}^{11}\text{B}$.

Les accélérateurs Van de Graaff de 5 MeV et de 2 MeV ont été utilisés pour produire respectivement le faisceau d'ions ${}^6\text{Li}$ entre 2 et 5 MeV et le faisceau d'ions ${}^6\text{Li}$ entre 1 et 2 MeV.

Le Van de Graaff de 2 MeV utilise une source d'ions lithium constituée de β -eucryptite, silicate de lithium et d'aluminium que l'on obtient en chauffant vers 1450° un mélange contenant en poids 42 % de SiO_2 , 33 % de Al_2O_3 et 25 % de Li_2O_3 . Nous avons utilisé du carbonate de lithium enrichi à 95 % de ${}^6\text{Li}$. Cette β -eucryptite est déposée dans un filament de platine que l'on chauffe à environ 1100°. Elle émet un courant d'ions Li^+ de l'ordre de cinq micro-ampères. La valeur du champ de l'aimant de déflexion étant trop faible pour défléchir les ions Li^+ de 2 MeV, il a été nécessaire d'interposer un "stripper" entre le tube accélérateur et cet aimant. Le "stripper" est essentiellement un tube où l'on injecte de l'azote sous une pression de 10 à 15 microns de mercure. Les ions Li^+ doivent passer par une série de trous axiaux percés de petits disques de tantale. A la sortie, on obtient des ions Li^{++} et Li^{+++} dans le rapport $\text{Li}^{++}/\text{Li}^{+++} = 2$. Le faisceau ainsi ionisé est défléchi à 90° par un électroaimant dont le champ est réglé pour ne laisser passer que les ions Li^{++} de 2 MeV. Il passe ensuite entre deux lèvres qui en assurent le centrage par l'intermédiaire de la régulation du Van de Graaff et vient frapper la cible.

La charge déposée sur la cible, isolée par rapport à l'accélérateur, est mesurée par un intégrateur.

Le principe de la source utilisée au Van de Graaff de 5 MeV est le même.

L'adaptation de la source à l'accélérateur a été faite par Delaunay-Olkowsky et coll. Le "stripper" n'est pas nécessaire et les ions qui frappent la cible sont donc des ions ${}^6\text{Li}^+$. Bianchi (18) a fait une étude sur le mécanisme de production des ions Li dans plusieurs types de sources.

Nous avons aussi utilisé l'accélérateur SAMES de 250 keV du Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux pour l'étude de la réaction $d + {}^6\text{Li} = p + t + \alpha$.

II - LES DETECTEURS

Au cours de nos expériences, nous avons utilisé deux types de détecteurs pour faire apparaître les spectres continus que nous avons étudiés : les plaques nucléaires et les jonctions.

1 - Les plaques nucléaires

Deux restrictions sévères limitent l'usage des plaques nucléaires comme instruments de détection : la résolution obtenue est très pauvre, 10 à 20 % environ, leur dépouillement est très lent et fastidieux.

Par contre, avec les émulsions nucléaires, il est possible de discriminer les particules chargées entre elles, ce qui est surtout intéressant dans la zone de basse énergie, région dans laquelle une forte proportion de protons, deutons et tritons empêche l'observation par jonctions.

C'est pourquoi nous avons utilisé les émulsions au cours de certaines expériences faites aux Van de Graaff de 2 et 5 MeV avec des faisceaux de Li.

Pour exposer les plaques nucléaires, nous disposons d'une chambre à irradiations. La cible est placée au centre et inclinée de 25 à 40° par rapport au faisceau incident. Elle est déposée sur un support épais d'aluminium. Les plaques sont disposées verticalement à 9 cm du centre de la cible et inclinées de 18° par rapport au rayon de la chambre. Un écran d'aluminium, interposé entre la cible et les plaques, protège celles-ci de la luminescence due au faisceau et du lithium diffusé élastiquement par la cible. Nous avons utilisé des plaques Ilford L4 de 50 microns d'épaisseur disposées entre 26° et 167° par intervalles de 8°.

Le développement de ces plaques a été effectué au laboratoire de Madame Garin, en utilisant un révélateur à l'hydroquinone-pyrogallol(19) dont l'avantage principal est de rendre possible la discrimination entre les traces dues aux isotopes de l'hydrogène et celles dues aux isotopes de l'hélium.

Dans le champ du microscope, la séparation se fait en traces grises (isotopes de l'hydrogène) et traces noires (isotopes de l'hélium). La discrimination entre les traces grises, selon qu'elles sont dues à des protons, à des deutons ou à des tritons, est pratiquement impossible à moins d'employer pour chaque trace la méthode du comptage de grains.

Pour l'examen des plaques, nous avons employé un microscope Koritzka R4 avec un grossissement d'environ 500. La valeur d'une division du micromètre était de 0,8 à 1,5 micron. Seule la partie centrale de chaque plaque était observée par bandes de 15 mm de longueur. Le nombre de bandes dépouillées était compris entre 2 et 20, de façon à avoir entre 10 000 et 20 000 traces par histogramme pour un angle donné.

Nous obtenons ainsi un histogramme qui nous donne le nombre de traces N comprises entre les divisions n et n + 1 du micromètre. Nous adoptons comme valeur du parcours $n + 1/2$ et nous posons

$$R_d = n + 1/2 \quad \text{et} \quad \frac{d^2\sigma}{dWdR_d} = N ;$$

ici $\frac{d^2\sigma}{dWdR_d}$ est le nombre de traces par division du micromètre et par unité d'angle solide et R_d la longueur de la trace exprimée en divisions. Nous devons comparer cet histogramme avec des spectres théoriques calculés dans le système du C.M. On peut faire la transformation dans un sens ou dans l'autre.

Dans ce qui suit, nous effectuons la transformation de l'histogramme en un spectre en énergie dans le système du laboratoire (LAB).

Soit :

R_1 = parcours en microns correspondant à R_d

E_1 = énergie correspondant à R_1

C = valeur en microns d'une division/cos 18°

R = parcours en microns avant l'écran

A = épaisseur de l'écran exprimée en microns d'émulsion

E = énergie avant l'écran

$\frac{d^2\sigma}{dWdE_1}$ = spectre par unité d'angle solide et par unité d'énergie après l'écran.

$\frac{d^2\sigma}{dWdE}$ = spectre par unité d'angle solide et par unité d'énergie avant l'écran.

on aura :

$$\begin{aligned} R_1 &= CR_d & dR_d/dR_1 &= C \\ R &= R_1 + A & dR_1/dR &= 1 \end{aligned}$$

Nous avons utilisé la relation qui donne le parcours en microns en fonction de l'énergie en MeV d'après Demers(20) et Barkas(21). Cette fonction nous permet de calculer l'énergie E_1 correspondant à R_1 , l'énergie E correspondant à R et les dérivées dE_1/dR_1 et dR/dE .

Le spectre après écran correspondant à l'énergie E_1 est :

$$\frac{d^2\sigma}{dWdE_1} = \frac{d^2\sigma}{dWdR_d} \times \frac{dR_d}{dR_1} \times \frac{dR_1}{dE_1},$$

et le spectre correspondant à E s'écrira après la correction d'écran :

$$\frac{d^2\sigma}{dWdE} = \frac{d^2\sigma}{dWdE_1} \times \frac{dE_1}{dR_1} \times \frac{dR_1}{dR} \times \frac{dR}{dE} = \frac{d^2\sigma}{dWdE_1} \times \frac{dE_1}{dR_1} \times \frac{dR}{dE}$$

2 - Les jonctions et l'électronique associée

Le développement des jonctions et des appareils électroniques destinés à l'enregistrement de leurs spectres a permis la mesure de nombreux spectres avec une très bonne résolution et dans un temps relativement court. Du point de vue technique, ce développement a été un facteur précieux pour l'étude des spectres continus. En fait, avec les jonctions, on peut obtenir des spectres en énergie avec une résolution d'environ 50 keV et enregistrer le spectre entier en une seule mesure grâce à l'utilisation des convertisseurs et des sélecteurs multicanaux. Nous avons utilisé pour nos expériences des jonctions RCA. Les impulsions de la jonction vont dans un préamplificateur de charge dont les derniers modèles sont transistorisés et qui se trouve le plus proche possible de la jonction.

Les impulsions passent ensuite par un amplificateur de 2 Mc transistorisé puis par un convertisseur Intertechnique modèle CA12 et les spectres sont enregistrés dans des sélecteurs Intertechnique.

Nous avons utilisé, pour la plupart des expériences, des sélecteurs à 400 canaux ou à 1024 canaux.

Les spectres enregistrés nous donnent la section efficace par unité d'angle solide et par canal. La réponse des jonctions est linéaire à une très bonne approximation près. On a établi une constante de proportionnalité entre canal et énergie au moyen de sources alpha ou de réactions nucléaires bien connues. Ces mesures nous permettent de déterminer aussi l'épaisseur de la zone insensible à l'entrée de la jonction qui est en général d'environ 1 mg/cm².

Nous faisons finalement la correction d'écran pour l'énergie de la particule et pour l'intensité du spectre avec les mêmes expressions que nous avons données pour les plaques mais on utilise les tables de parcours de Williamson et Boujot(22). Si l'on a placé un écran devant la jonction, on prend pour épaisseur totale la somme des épaisseurs de l'écran et de la zone insensible. On obtient l'erreur statistique de chaque point en faisant avec $\sqrt{N}$ les mêmes opérations qu'avec N , N étant le nombre de particules comptées par canal ou par division.

III - L'ANALYSE DES SPECTRES CONTINUS

Nous avons vu comment les expériences nous donnent le spectre continu de la particule i , qui se présente sous la forme d'une table qui fait correspondre, à chaque angle dans le système du laboratoire ϕ_i et à chaque énergie E_1 , la section efficace $\frac{d^2\sigma}{dW_1dE_1}$ et l'erreur sur cette section efficace $\Delta(\phi_i, E_1)$.

Il faut comparer ce spectre à un spectre théorique calculé dans le système du C.M.

Ce calcul fait correspondre, à chaque angle θ_1 et à chaque énergie ε_1 , une section efficace $\frac{d^2\sigma}{dw_1 d\varepsilon_1}$. On doit donc transformer l'un des spectres d'un système dans l'autre. Ensuite, on cherche, parmi tous les spectres théoriques possibles, celui qui donne le meilleur accord avec le spectre expérimental. On peut avoir un ou plusieurs paramètres ajustables. Dans nos expériences, nous n'avons pas mesuré de valeurs absolues des sections efficaces, par ailleurs, les théories ne nous permettent pas de les calculer. On a toujours un facteur de normalisation comme paramètre.

1 - Transformation d'un spectre continu du laboratoire au centre de masse et réciproquement.

Soit E_1 , l'énergie de la particule 1, observée dans le système du laboratoire à l'angle ψ_1 , $\frac{d^2\sigma}{dW_1 dE_1}$ l'intensité du spectre et $\Delta(\psi_1, E_1)$ l'erreur sur cette intensité.

On veut calculer l'énergie ε_1 de la particule 1, observée dans le système du C.M. à l'angle θ_1 l'intensité du spectre $\frac{d^2\sigma}{dw_1 d\varepsilon_1}$ et l'erreur $\delta(\theta_1, \varepsilon_1)$ sur cette intensité.

La particule 1 est émise dans une réaction

$$m_1 + m_2 = m_1 + \dots$$

et E_1 est l'énergie de la particule 1 au laboratoire.

Il est utile de définir

$$Z = m_1 m_1 E_1 / (m_1 + m_2)^2$$

Si l'on prend la direction du faisceau comme un axe Z et si l'on trace le diagramme des vitesses, on obtient :

$$\begin{aligned} E_1 &= Z + \varepsilon_1 + 2 \sqrt{Z \varepsilon_1} \cos \theta_1 \\ \tan \psi_1 &= \sin \theta_1 / (\cos \theta_1 + \sqrt{Z/\varepsilon_1}) \\ \varepsilon_1 &= Z + E_1 - 2 \sqrt{Z E_1} \cos \psi_1 \\ \tan \theta_1 &= \sin \psi_1 / (\cos \psi_1 - \sqrt{Z/E_1}) \\ dW_1 &= \sin \psi_1 d\psi_1 d\varphi \\ dw_1 &= \sin \theta_1 d\theta_1 d\varphi \end{aligned}$$

φ est l'angle azimutal dans les deux systèmes.

Pour transformer la section efficace, il faut la multiplier par le Jacobien correspondant :

$$\frac{d^2\sigma}{dw_1 d\varepsilon_1} = \frac{d^2\sigma}{dW_1 dE_1} \times \begin{vmatrix} \frac{\partial W_1}{\partial w_1} & \frac{\partial W_1}{\partial \varepsilon_1} \\ \frac{\partial E_1}{\partial w_1} & \frac{\partial E_1}{\partial \varepsilon_1} \end{vmatrix}$$

En faisant le calcul du déterminant, on trouve :

$$\frac{d^2\sigma}{dw_1 d\varepsilon_1} = \frac{d^2\sigma}{dW_1 dE_1} \times \frac{\sin \psi_1}{\sin \theta_1}$$

et pour les erreurs :

$$\delta(\theta_1, \varepsilon_1) = \Delta(\psi_1, E_1) \times \sin \psi_1 / \sin \theta_1$$

On remarque qu'à un spectre mesuré dans le système du LAB à un angle donné, correspond un éventail d'angles dans le spectre transformé dans le système du C.M. et réciproquement.

Néanmoins, si Z est petit par rapport aux valeurs de E_1 et ε_1 , l'ouverture de cet éventail est étroite et l'on peut comparer les deux spectres. Evidemment, si le spectre dans le système du C.M. est isotrope, la comparaison est possible pour toutes les énergies.

2 - Comparaison du spectre théorique avec le spectre expérimental

Nous avons finalement un spectre expérimental, soit dans le système du LAB soit dans le système du C.M., défini pour une série de valeurs que nous désignerons par SE_j , entachées d'une erreur, que nous désignerons par D_j .

Nous avons indiqué comment calculer le spectre théorique pour différents mécanismes ; on désignera les valeurs du spectre théorique par S_j . S_j peut être fonction d'un ou plusieurs paramètres c'est-à-dire que : $S = S(A, B, \dots)$

Pour calculer S, il faut additionner la contribution de toutes les particules émises au cours de la réaction, si les appareils de mesure ne font pas de discrimination entre elles.

On obtient le meilleur accord en cherchant le minimum de la fonction

$$\chi^2 = (1/P) \sum_{j=1}^{j=P} (C \times S_j - SE_j)^2 / D_j^2$$

où P = nombre de points mesurés

avec

$$C = \sum_{j=1}^{j=P} S_j \times SE_j / D_j^2 / \sum_{j=1}^{j=P} S_j^2 / D_j^2.$$

On fait varier les paramètres A, B, ... jusqu'à ce qu'on trouve la valeur minimale de χ^2 .

Il est possible que plusieurs mécanismes de réactions soient observés simultanément ; si nous désignons les spectres théoriques correspondants par $S1, S2, \dots$ la fonction χ^2 deviendra :

$$\chi^2 = (1/P) \sum_{j=1}^{j=P} (C1 \times S1_j + C2 \times S2_j + \dots - SE_j)^2 / D_j^2.$$

Les valeurs de $C1, C2, \dots$ peuvent être déterminées de deux façons : on peut résoudre le système d'équations linéaires obtenues en annulant les dérivées de χ^2 par rapport aux paramètres. Dans certains cas, la solution du système d'équations donne pour les paramètres des valeurs physiquement impossibles. Dans ce cas on fait varier les paramètres $C1, C2, \dots$ ainsi que les paramètres internes A, B, ... jusqu'à ce qu'on trouve le minimum de χ^2 .

Dans le cas où il y aurait une interférence importante entre deux mécanismes différents, on peut calculer la partie correspondant à la première étape et à la deuxième étape de l'interférence et la faire entrer dans le calcul de façon semblable. Nous avons trouvé que, pour les expériences décrites dans cette thèse, il n'était pas nécessaire de considérer les termes d'interférences.

IV - LE CALCULATEUR

Nous avons effectué la presque totalité des calculs à l'aide de l'ordinateur IBM 7094 de Saclay. Ce calculateur a été indispensable pour analyser tous les spectres continus que nous avons mesurés et pour comparer spectres théoriques et expérimentaux.

Le calculateur reçoit les programmes en FORTRAN II, tapés sur cartes spéciales, les données sont tapées sur le même type de cartes.

Les spectres enregistrés par les sélecteurs peuvent être inscrits en code sur des bandes de papier perforé qui peuvent être transformées en cartes perforées au moyen d'une machine transcodeuse. Ainsi, dans quelques expériences, toutes les opérations se sont déroulées de façon presque automatique.

La machine effectue toutes les transformations de spectres : du système du C.M. au système du LAB, de parcours en énergie, etc... Enfin, elle compare les spectres expérimentaux et théoriques. Si ces derniers dépendent de plusieurs paramètres ajustables, des programmes recherchent automatiquement la valeur minimale de χ^2 en fonction de ces paramètres.

CHAPITRE III

ÉTUDE DE QUELQUES RÉACTIONS NUCLÉAIRES EN DEUX ÉTAPES

Parmi les mécanismes de réactions nucléaires donnant lieu à la formation de spectres continus, la réaction en deux étapes est la plus commune dans les réactions nucléaires avec les noyaux légers.

Nous avons étudié ce mécanisme dans plusieurs réactions dont la largeur des niveaux intermédiaires était assez grande pour nous donner des spectres très étalés en énergie et pouvoir vérifier la validité des expressions développées au chapitre I, II, 1.

I - ETUDE DES REACTIONS $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ et $d + {}^{10}\text{B} = 3\alpha$

1 - Introduction

Nous avons étudié quantitativement le spectre continu provenant des réactions nucléaires $p + {}^{11}\text{B}$ et $d + {}^{10}\text{B}$. Ces spectres avaient été attribués à une réaction en deux étapes faisant intervenir le premier niveau de ${}^8\text{Be}$ pour la première réaction et les premier et deuxième niveaux de ${}^8\text{Be}$ pour la deuxième réaction. Nous avons cherché à obtenir un accord quantitatif avec ce mécanisme et étudié la possibilité de contribution d'autres mécanismes, notamment le mécanisme proposé dans le chapitre I, III.

2 - Dispositif expérimental

Le faisceau de deutons provenait de l'accélérateur Van de Graaff Tandem de Saclay.

Les particules alpha émises étaient détectées par des jonctions RCA de 20 mm², placées à 14 cm de la cible mince située au centre d'une chambre à diffusion.

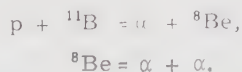
Les cibles de ${}^{11}\text{B}$ (B naturel) et de ${}^{10}\text{B}$ enrichi étaient déposées sur des couches minces de carbone. Leur épaisseur était de l'ordre de quelques microgrammes par centimètre carré.

Dans une cage de Faraday placée à l'extrémité de la chambre à diffusion, nous avons intégré le courant produit par le faisceau, après qu'il ait traversé la cible mince. Cela nous a fourni une bonne mesure de la charge déposée sur la cible.

3 - Réaction $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$

Pour des énergies de deutons comprises entre 2 et 5 MeV, nous avons calculé le spectre moyen des particules alpha émises au cours de la réaction, dans le système du centre de masse, à partir des spectres expérimentaux observés à plusieurs angles dans le système du laboratoire.

Nous avons supposé que la contribution la plus importante était celle de la réaction en deux étapes :



Le niveau de ${}^8\text{Be}$ formé serait le niveau d'énergie d'excitation égale à 2,9 MeV.

Nous avons calculé, grâce à l'IBM 7094 de Saclay, la forme du spectre de particules alpha émises dans cette réaction, en utilisant le formalisme développé dans le chapitre I, II, 1. On a supposé que la distribution angulaire des particules alpha, ainsi que la corrélation angulaire entre les

particules alpha de la première et de la seconde étape sont isotropes. Le seul paramètre variable était la largeur du niveau de ^8Be . Nous avons recherché, pour chaque spectre, la largeur qui nous permettait d'obtenir le meilleur accord entre spectres théorique et expérimental.

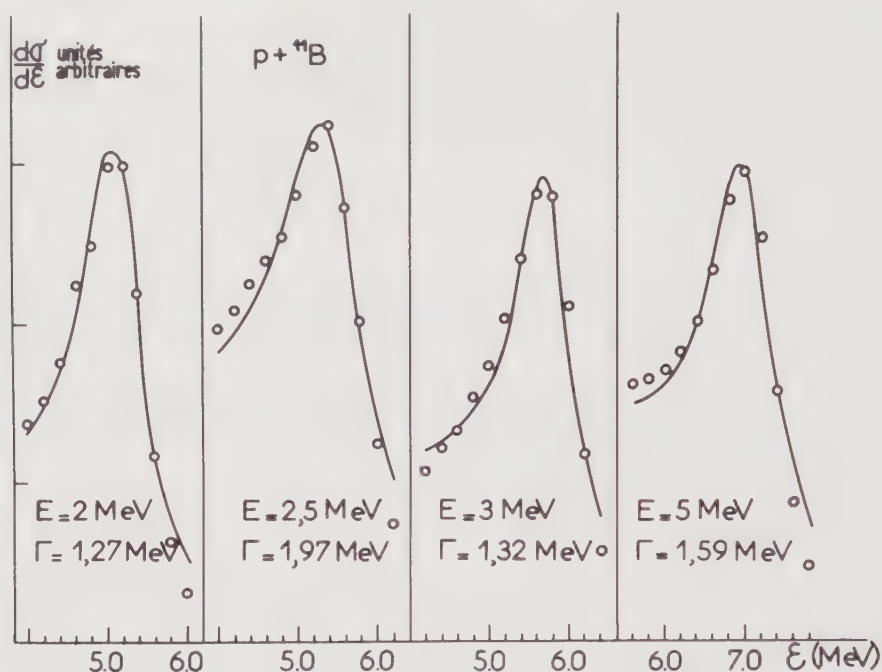


Figure 3 - Réaction $p + ^{11}\text{B}$ - Spectres continus de particules alpha, pour des énergies de protons égales à 2,0, 2,5, 3,0, et 5,0 MeV. La courbe continue est la courbe calculée. Les ronds représentent la courbe expérimentale. Sur chaque spectre est indiquée la largeur du niveau de ^8Be utilisée pour calculer la courbe théorique.

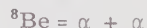
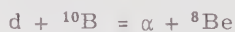
La figure 3 montre les résultats obtenus pour des énergies de deutons de 2,0, 2,5, 3,0 et 5,0 MeV. L'accord est excellent et justifie le mécanisme de réaction proposé. En moyenne, la largeur du niveau de ^8Be est de 1,54 MeV.

4 - Réaction $d + ^{10}\text{B} = 3\alpha$

Dans cette réaction, nous avons étudié le spectre moyen des particules alpha, obtenu de la même façon que dans le cas $p + ^{11}\text{B}$, mais à partir de deux spectres expérimentaux seulement, ceux qui ont été obtenus aux angles de 90 et 100° dans le système du laboratoire. L'énergie du faisceau de deutons incidents a varié de 3,75 à 11,5 MeV.

Le mécanisme de la réaction est loin d'être aussi simple qu'il ne l'était dans le cas $p + ^{11}\text{B}$. Nous avons supposé que plusieurs mécanismes de réaction contribuaient de façon non négligeable au spectre continu de particules alpha. Nous avons calculé le spectre théorique dû à chacun des mécanismes envisagés, et nous avons recherché la proportion de chacun de ces spectres qui était nécessaire pour obtenir le meilleur accord entre spectres théorique et expérimental. Pour les réactions en deux étapes, nous avons supposé, comme précédemment, que distribution et corrélation angulaires étaient isotropes.

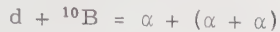
Le spectre continu ne pourrait s'expliquer en l'absence des réactions en deux étapes du type :



qui font intervenir les premier et second niveaux excités de ^8Be . Ces niveaux ont respectivement pour énergie 2,9 et 11,7 MeV et pour largeur 1,54 et 6,7 MeV.

Outre les deux mécanismes cités ci-dessus, les autres réactions possibles sont :

- le mécanisme proposé au chapitre I.III



- la distribution statistique

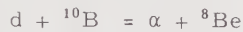


- les réactions en deux étapes qui font intervenir les deux niveaux excités de ${}^8\text{Be}$, d'énergies d'excitation égales à 16,6 et 16,9 MeV et de largeur égale à 0,95 MeV. Pour ces deux niveaux, seules les particules alpha émises au cours de la seconde étape de la réaction peuvent contribuer à la formation du spectre continu. Pour les calculs théoriques, nous avons considéré ces deux niveaux comme un ensemble ayant pour énergie d'excitation 16,7 MeV et pour largeur 1,9 MeV.

Nous avons étudié toutes les combinaisons vraisemblables de ces différents mécanismes.

Celles qui mettent en jeu la distribution statistique ne donnent d'accord entre spectres théorique et expérimental en aucun cas.

Dans tous les cas, il est indispensable de faire intervenir les réactions en deux étapes :



le noyau de ${}^8\text{Be}$ se trouvant dans son premier et dans son second état excité. Le résultat obtenu avec ces deux niveaux est montré sur les figures 4 et 5. On voit que l'accord est satisfaisant. La figure 6 montre la proportion des différents mécanismes mis en jeu, en fonction de l'énergie incidente.

On a fait des calculs en tenant compte des deux niveaux précédents et du mécanisme proposé dans le chapitre I.III. Ces calculs ont montré qu'il est possible d'avoir une contribution de ce mécanisme mais les incertitudes expérimentales ne permettent pas de tirer des conclusions plus précises.

Que l'on fasse intervenir le mécanisme du chapitre I.III pour des énergies de deutons inférieures à 9 MeV, les niveaux de ${}^8\text{Be}$, d'énergies d'excitation égales à 16,6 et 16,9 MeV, ne jouent aucun rôle. Pour des énergies de deutons supérieures à 9 MeV, ils peuvent avoir une contribution non négligeable.

Nous avons tenté d'observer les raies de particules alpha émises au cours de la première étape de la réaction $d + {}^{10}\text{B} = \alpha + {}^8\text{Be}$, qui correspondent aux niveaux de 16,6 et 16,9 MeV.

A 40° dans le système du laboratoire, nous avons observé ces particules alpha qui se présentent sous forme de pics d'intensités équivalentes ; mais la désexcitation de ces niveaux ne contribue que faiblement au spectre continu, au plus pour quelques %.

5 - Conclusion

Nous avons observé plusieurs mécanismes qui peuvent donner naissance à un spectre continu de particules alpha. Dans le cas de la réaction $p + {}^{11}\text{B}$, seule intervient une réaction en deux étapes passant par un seul niveau intermédiaire de ${}^8\text{Be}$. Dans le cas de la réaction $d + {}^{10}\text{B}$, la réaction en deux étapes met essentiellement en jeu deux niveaux excités de ${}^8\text{Be}$, d'énergies d'excitation égales à 2,9 et 11,7 MeV.

II - ETUDE DE LA REACTION ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$, ${}^8\text{Be}^* = 2\alpha$

1 - Introduction

Plusieurs auteurs(26, 27) ont étudié les spectres formés par les particules alpha émises au cours de la réaction $d + {}^7\text{Li}$, l'énergie des deutons incidents étant inférieure à 2 MeV. Chacun de ces spectres se présente sous la forme d'un spectre continu auquel se superpose à grande énergie un pic large. L'intensité du spectre continu varie de façon monotone et faiblement croissante avec l'énergie des particules alpha. Le pic large a été attribué aux particules alpha associées à l'état fondamental de ${}^5\text{He}$ (17).

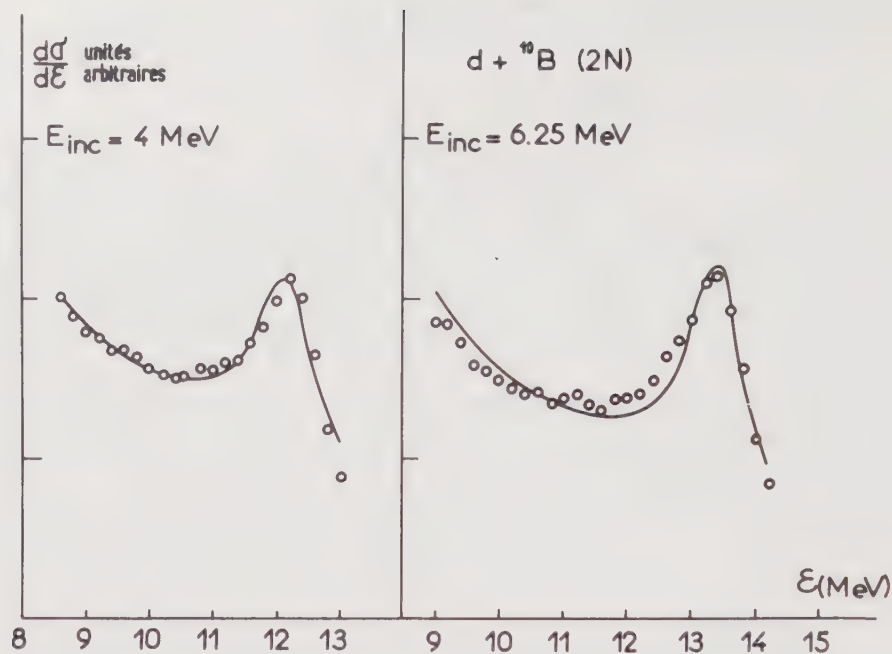


Figure 4 - Réaction $d + {}^{10}\text{B}$ - Spectres continus de particules alpha, pour des énergies de deutons égales à 4,0 et 6,25 MeV. La courbe continue représente la courbe théorique obtenue en ne tenant compte que de la réaction en deux étapes passant par les niveaux excités de ${}^8\text{Be}$, d'énergies égales à 2, 9 et 11,7 MeV. Les ronds représentent les points expérimentaux.

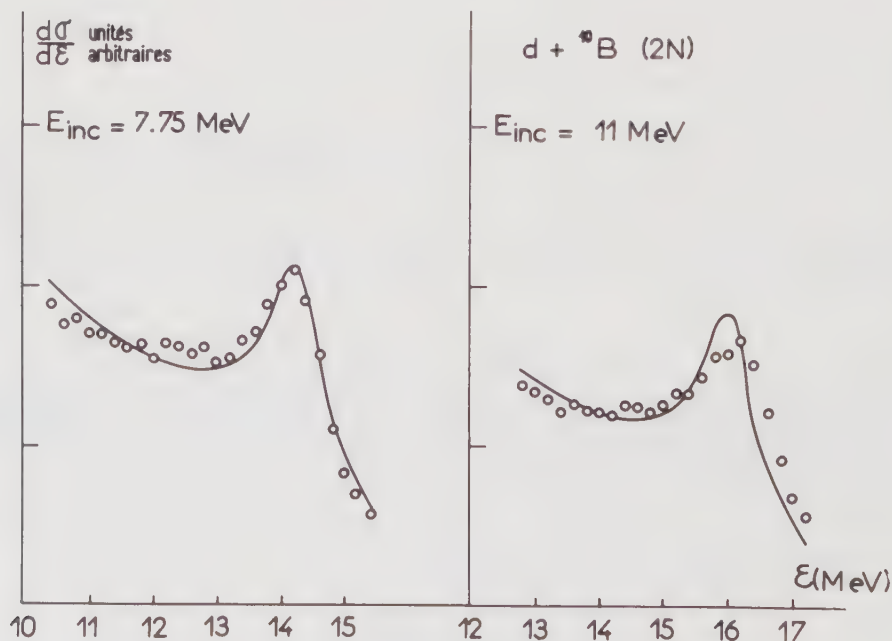


Figure 5 - Réaction $d + {}^{10}\text{B}$ - Spectres continus de particules alpha, pour des énergies de deutons égales à 7,75 et 11,0 MeV. La courbe continue représente la courbe théorique obtenue en ne tenant compte que de la réaction en deux étapes passant par les niveaux excités de ${}^8\text{Be}$, d'énergies égales à 2, 9 et 11,7 MeV. Les ronds représentent les points expérimentaux.

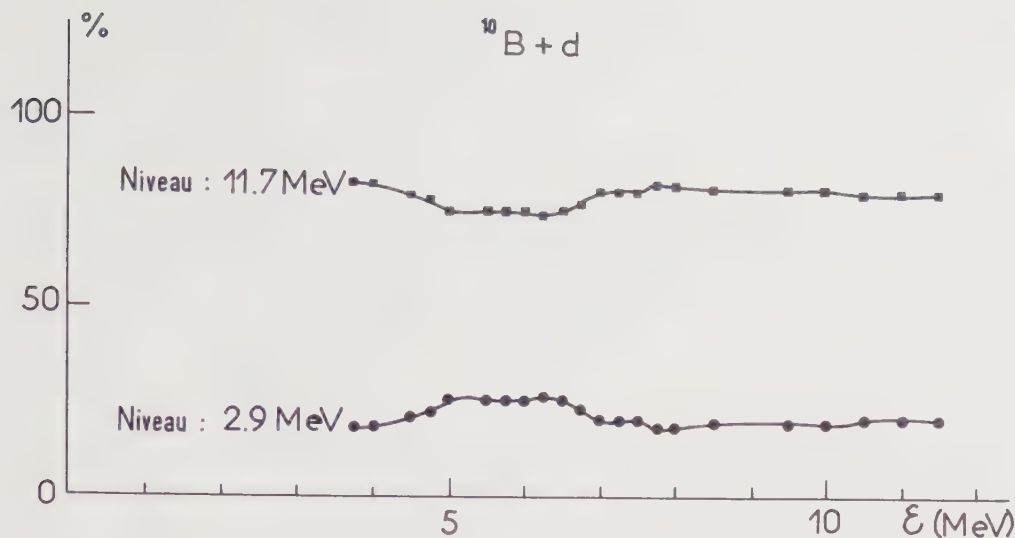


Figure 6 - Réaction $d + {}^{10}\text{B}$ - Proportion des deux mécanismes envisagés nécessaire pour obtenir un bon accord entre courbes théorique et expérimentale, en fonction de l'énergie incidente des deutons.

Quoique la forme du spectre change dès que l'énergie des deutons incidents est supérieure à 2,0 MeV, ce changement n'est très apparent que pour une énergie égale ou supérieure à 3 MeV. On voit alors apparaître au centre du spectre continu un nouveau pic large. Ce pic a la particularité de changer considérablement de forme et de position (dans le système du centre de masse) avec l'angle d'observation. Gleyvod, Naqib et Heydenburg(28) ont attribué ce pic aux particules alpha de la deuxième étape de la réaction



${}^8\text{Be}^*$ se trouve dans un état d'énergie d'excitation égale à 16,63 MeV et de largeur égale à 0,1 MeV.

La forte excitation de ce niveau de ${}^8\text{Be}$ a été observée au cours de récentes expériences de coïncidences par Bilwes, Bourotte et Magnac-Valette(29).

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons entrepris l'étude de ce pic. Cette réaction présente des particularités qui la rendent très intéressante. En effet, les seules particules chargées émises au cours de cette réaction sont les deux particules alpha qui proviennent de la désexcitation de ${}^8\text{Be}^*$; il est donc possible d'étudier la seconde étape de la réaction, sans être gêné par les particules émises au cours de la première. Nous pourrions mettre en évidence plusieurs particularités des réactions en deux étapes, en liaison avec la distribution angulaire de stripping observée(30) dans la première étape.

2 - Méthode expérimentale

Nos expériences ont été effectuées auprès du Van de Graaff Tandem de 12 MeV à Saclay. Après déflexion et analyse, les dimensions du faisceau étaient de 2×2 mm.

Les cibles de ${}^7\text{Li}$ étaient disposées au centre de la chambre de réactions. Elles étaient faites de ${}^7\text{Li}$, enrichi à plus de 99 %, déposé sur une couche mince de carbone. Après avoir traversé la cible, l'intensité du faisceau était mesurée dans une cage de Faraday, située en arrière de la chambre.

Les trois détecteurs étaient des jonctions au silicium de 20 mm^2 , situées à 14 cm de la cible. L'angle entre les jonctions était de 10° et elles étaient montées sur un couvercle tournant. La profondeur de ces jonctions correspondait au parcours de particules alpha de 16 MeV.

Un monitoring plus précis que la mesure du courant dû au faisceau était fourni par une jonction fixe, placée à 90° de la cible.

Les préamplificateurs étaient des préamplificateurs de charge, modèle Chaminade modifié par Quidort. Les impulsions qui en provenaient étaient transmises par câbles coaxiaux dans la salle

de mesures où elles étaient amplifiées par des amplificateurs de 2 Mc transistorisés, type Pagès, et enregistrées par un sélecteur Intertechnique, composé d'un convertisseur type CA 12 et d'un bloc d'exploitation BM 24, ceci pour chaque jonction séparément.

Les informations étaient enregistrées sur bande perforée par une perforatrice Lorentz.

3 - Résultats

Nous avons fait des mesures pour les énergies de deutons incidents de 3,0, 3,5, 4,0, 5,0, 6,0 et 7,0 MeV et pour des angles d'observation compris entre 30 et 90°, par intervalles de 10°. Un spectre typique dans le système du laboratoire est représenté sur la figure 7.

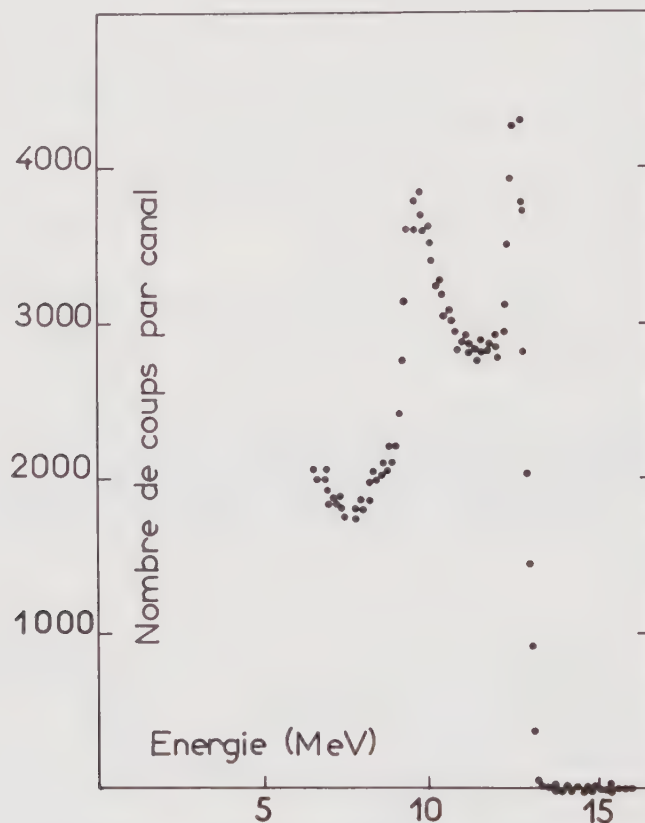


Figure 7 - Spectre des particules alpha dans le système du laboratoire. Ce spectre provient de la réaction $d + {}^7\text{Li}$ pour une énergie incidente de 4 MeV. L'angle d'observation est de 40°.

Le spectre provenant du sélecteur à canaux était un spectre en nombre d'impulsions par canal et ceci pour un angle d'observation donné dans le système du laboratoire. Or, pour pouvoir faire la comparaison entre les résultats prévus par la théorie et les résultats expérimentaux, nous devons obtenir un spectre en nombre d'impulsions par unité d'énergie dans le système du centre de masse.

Cette transformation a été effectuée avec les relations données au chapitre II, III, 1.

Sur les figures 8, 9, 10 et 11 la partie du spectre qui nous intéresse est figurée par des points ronds. Les figures 8 et 9 montrent les spectres qui correspondent à l'ensemble des angles d'observation, dans le système du centre de masse et pour des deutons d'énergie incidente égale à 3,5 MeV.

On peut voir comment varient la forme et la position du pic avec l'angle d'observation.

Nous avons essayé d'expliquer quantitativement le spectre observé. On a pris $E_N = 16,63$ MeV et $\Gamma = 0,1$ MeV.

L'expression de la forme du spectre pour la seconde étape d'une réaction a été donnée au chapitre I, II, 1. La forme de la distribution angulaire de stripping n'étant pas connue exactement, nous l'avons représentée par une gaussienne :

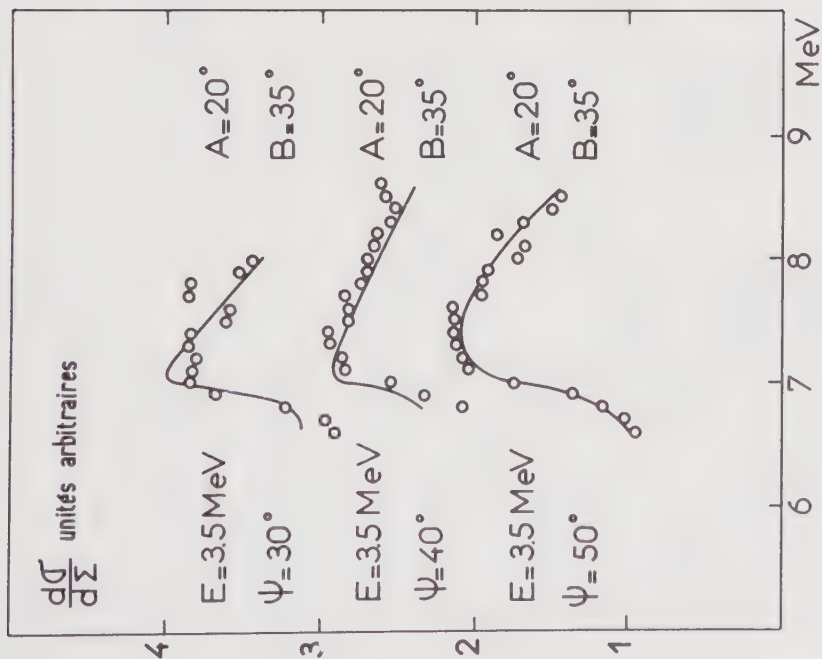


Fig. 8

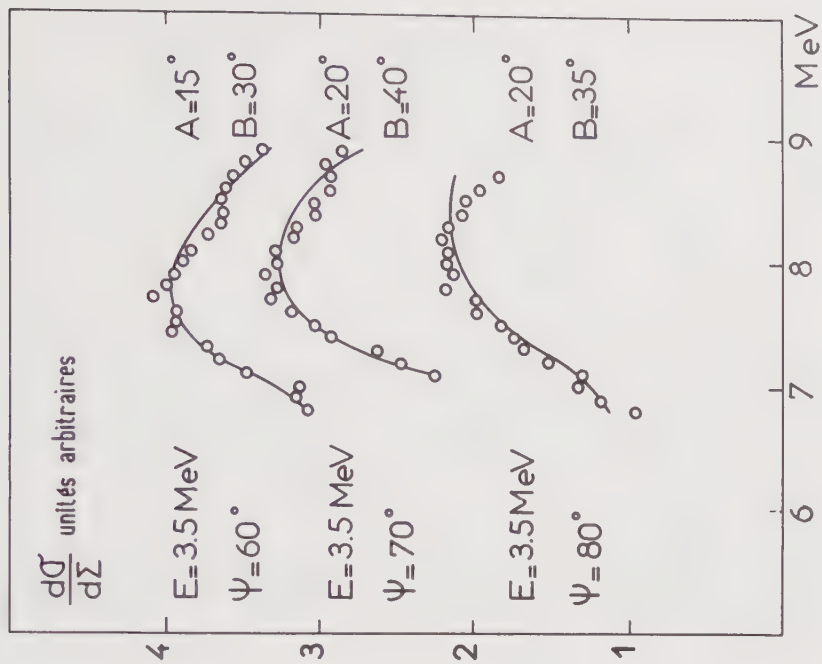


Fig. 9

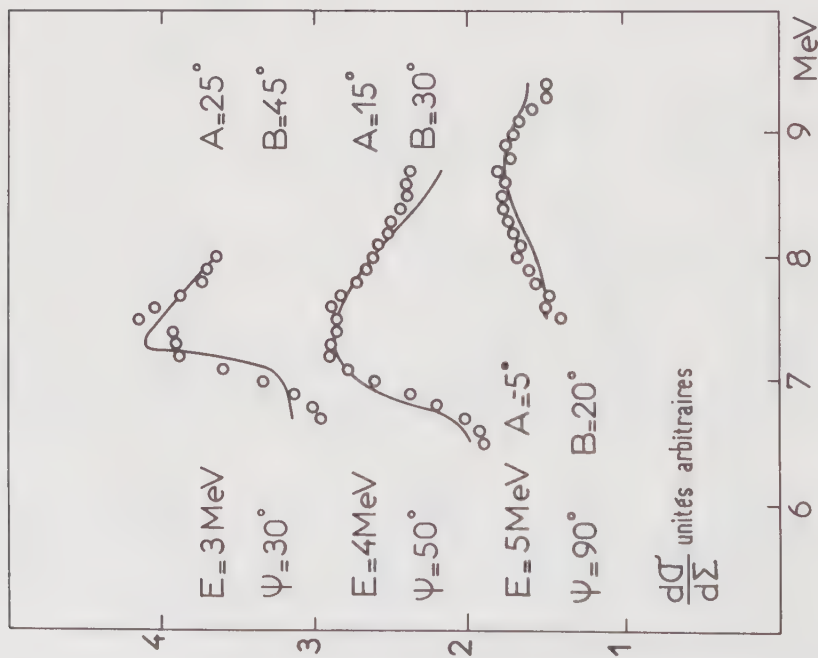


Fig. 10

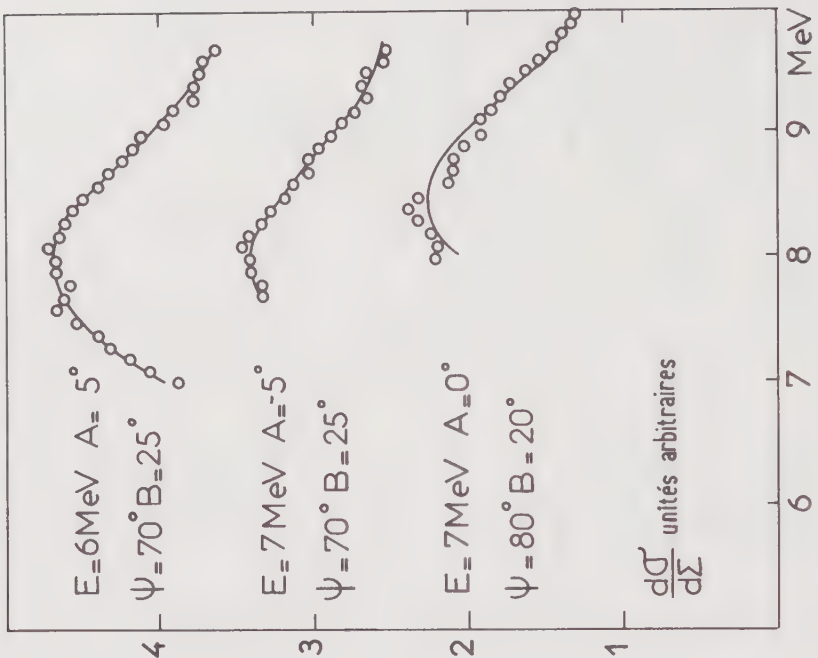


Fig. 11

Figures 8, 9, 10, 11 - Spectre des particules alpha émises au cours de la réaction $d + {}^7\text{Li}$. On montre le spectre dans le système dans le système du centre de masse. Les ronds représentent les points expérimentaux et la courbe continue est la courbe théorique. On indique sur chaque courbe l'énergie et l'angle au laboratoire et les valeurs de A et B qui donnent le meilleur accord. Chaque courbe est déplacée d'une unité arbitraire par rapport à la suivante.

$$I_3(\theta_3) = \exp (-(\theta_3 - A)^2/B^2)$$

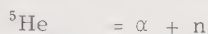
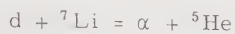
avec

A = position du centre de la gaussienne

B = largeur de la gaussienne

Nous avons supposé que la seconde étape était isotrope par rapport à la première.

La partie monotone du spectre qui provient de la réaction :



a été représentée par une constante.

Les calculs numériques des formes de spectres ont été effectués à l'aide de l'IBM 7094 à Saclay.

Le programme utilisé permettait la recherche automatique des valeurs des paramètres A et B, correspondant à un minimum de χ^2 , défini dans le chapitre II.III.2.

4 - Conclusions

Les figures 8, 9, 10 et 11 représentent les courbes théoriques calculées avec les meilleures valeurs des paramètres A et B sous forme de courbes continues. Nous estimons que ces valeurs sont définies à $\pm 10^\circ$ près.

On peut reproduire très correctement les variations de la forme et de la position du spectre observé.

Si nous comparons les résultats de l'analyse des spectres correspondant à une même valeur de l'énergie des deutons incidents, les valeurs obtenues pour A et B sont voisines.

Le tableau I comporte les valeurs moyennes de A et B en fonction de l'énergie des deutons incidents.

Cette réaction est un cas très caractéristique de réaction en deux étapes et permet l'application de la formule du chapitre I.II.1. au calcul de la forme d'un spectre.

L'excitation préférentielle du niveau de 16,63 MeV de ${}^8\text{Be}$ dans la réaction $d + {}^7\text{Li}$ semble s'expliquer dans le cadre du modèle des agrégats. Baz⁽³¹⁾ et Marion⁽³²⁾ sont arrivés à la conclusion que ce niveau a la configuration $p + {}^7\text{Li}$ presque pure.

Tableau I

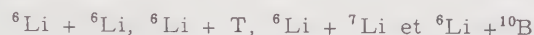
Energie de deutons (MeV)	Centre de la distribution angulaire (A) (degrés)	Largeur de la distribution angulaire (B) (degrés)
3,0	22	34
3,5	23	35
4,0	8	25
5,0	0	23
6,0	- 2	23
7,0	- 5	22

CHAPITRE IV

ÉTUDE DE QUELQUES RÉACTIONS NUCLÉAIRES AVEC ${}^6\text{Li}$

Les réactions nucléaires produites par ${}^6\text{Li}$ ont été le sujet de nombreux travaux au cours des dernières années dans des laboratoires aux Etats-Unis(10, 11) à Harwell(12) et à Saclay(4, 13).

Nous allons considérer les réactions les mieux étudiées, qui sont :



Toutes ces réactions ont en commun les caractéristiques suivantes :

1) elles présentent un spectre continu de particules α et le rendement de cette voie est très important.

2) ces spectres continus sont isotropes, ils ont la même forme et la même intensité dans toutes les directions.

La réaction ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}$ a été étudiée dans plusieurs laboratoires. Coste et Marquez(33) ont observé le spectre des particules α au moyen de plaques nucléaires, à l'énergie incidente de 1,8 MeV. Ce spectre se présente essentiellement sous la forme d'un pic très important dont le sommet correspond à la moitié de l'énergie disponible. Nous avons essayé de trouver une explication de ce spectre dès cette première expérience avec plaques.

Sauf pour les réactions en deux étapes, tous les mécanismes connus ont été vite éliminés ; en fait, l'évaporation, la spallation, la distribution statistique, l'interaction des états finals, etc... ne pouvaient rien donner de semblable.

La réaction en deux étapes donnait deux possibilités :

Le pic provenait de la première étape. Pour cela, il est nécessaire qu'il existe un niveau de ${}^8\text{Be}$ à environ 6 MeV d'excitation. Ce niveau n'a jamais été vu expérimentalement et théoriquement, il est très invraisemblable ; nous avons alors écarté cette hypothèse.

Le pic provenait de la deuxième étape. Pour cela, il est nécessaire qu'il existe un (ou plusieurs) niveaux de ${}^8\text{Be}$ placé de façon telle que l'énergie de la première étape soit très faible. Nous avons alors proposé ce mécanisme car il était le seul possible parmi tous les mécanismes connus (le vrai mécanisme n'étant pas encore connu).

Huberman, Kamegai et Morrison(10), élèves de S.K. Allison, avaient étudié cette même réaction avec un système d'identification des particules donnant une résolution très supérieure à celle des plaques. Leurs résultats expérimentaux sont en accord avec les nôtres, mais Allison favorisait l'interprétation du niveau de ${}^8\text{Be}$ à 6 MeV.

Ces deux possibilités ont été le sujet de discussions entre Morrison et nous à la Conférence de Padoue, puis de quelques lettres entre M. Allison et nous-mêmes.

Nous avons suggéré à M. Allison une expérience avec coïncidences, expérience qui a été faite par son élève Kamegai(11). Il a montré que l'énergie disponible était partagée, dans sa quasi-totalité, entre deux particules α émises en sens opposé dans le système du centre de masse, cette expérience écartait définitivement le niveau de ${}^8\text{Be}$ à 6 MeV.

Ayant fait prévaloir notre interprétation, nous n'étions pas satisfaits. Nous avions déjà l'idée que ${}^6\text{Li}$ formait des molécules nucléaires mais pas celle de l'éclatement. On avait essayé d'expliquer quantitativement la forme du spectre observé par l'expression du chapitre I. II. 1.

Pour les niveaux de ^8Be qui pouvaient donner un accord raisonnable, il fallait ignorer la barrière coulombienne de la première étape et la particule α de cette première étape devait présenter un pic aux environs de 0,3 MeV. La barrière coulombienne que doit traverser une particule α pour s'échapper de ^{12}C étant de 2,2 MeV, impliquerait que le rayon de la molécule nucléaire serait d'environ sept fois le rayon de ^{12}C , soit 21 fermis ce qui nous semblait invraisemblable.

Les calculs nous ont montré aussi que, dès que l'énergie incidente aurait augmenté un peu, la forme arrondie devrait disparaître et on devrait trouver la forme rectangulaire caractéristique de la seconde étape.

Nous avons alors effectué des expériences jusqu'à 4,4 MeV d'énergie incidente et trouvé toujours la même forme arrondie avec le pic à la moitié de l'énergie disponible. Ces résultats étaient incompatibles avec une réaction en deux étapes.

On a alors envisagé, pour expliquer le spectre continu, un nouveau mécanisme, celui du chapitre I. III.

I - ETUDE DE LA REACTION $d + ^6\text{Li} = \alpha + T + p$

1 - Introduction

On a trouvé récemment que, dans les réactions $^6\text{Li} + ^6\text{Li}$, $^6\text{Li} + ^7\text{Li}$ et $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$, il y a formation d'une molécule nucléaire dont l'éclatement conduit à des spectres continus de particules α (17, 23). Dans le but de mieux comprendre comment sont formées ces molécules nucléaires, nous avons choisi, parmi plusieurs autres, la réaction $d + ^6\text{Li} = \alpha + T + p + 2,52 \text{ MeV}$.

S'il y a formation d'une telle molécule nucléaire dans cette réaction, nous pouvons nous attendre à ce que le spectre de tritons soit un pic large au quart de l'énergie disponible et celui des protons également un pic large aux trois quarts de l'énergie disponible.

Le seul travail dont nous avons connaissance concernant cette réaction à faible énergie incidente est celui de R. T. Frost et S. S. Hanna (24). Ces auteurs ont utilisé un spectrographe magnétique avec, comme détecteur, des émulsions nucléaires. Ainsi, ils ont pu discriminer, dans le spectre continu, le spectre des protons de celui des tritons. Mais ils avaient cependant beaucoup de pics parasites. Pour interpréter leurs résultats, Frost et Hanna ont envisagé une distribution statistique, ce qui a donné un bon accord avec leurs données expérimentales. Ils obtiennent un meilleur accord pour un processus de réaction avec passage par un niveau intermédiaire de ^5Li dont la hauteur est compatible, compte tenu des erreurs, avec les valeurs données par T. Lauritsen et F. Ajzenberg-Selove (25). Ils trouvent une largeur de 2,0 MeV pour l'état fondamental de ^5Li , légèrement supérieure à celle de 1,5 MeV (25). Ils arrivent, avec ces paramètres, à reproduire la forme du spectre de tritons.

Le spectre de protons qu'ils ont mesuré semble indiquer, au-dessous de plusieurs pics parasites, une bosse vers les plus hautes énergies. Ils introduisent une distribution angulaire entre le triton et le deuton de la forme $I_3(\theta_3) = 1 + 0,5 \cos \theta_3$ et ils calculent une courbe théorique qui suit à peu près la forme du spectre de protons qui se dégage au-dessous des pics parasites.

Un calcul préliminaire nous a montré que leur spectre de tritons était compatible avec l'éclatement d'une molécule nucléaire.

Nous avons entrepris l'étude du spectre continu de cette réaction à une énergie incidente plus faible, ce qui doit augmenter la probabilité de formation de la molécule.

2 - Résultats expérimentaux

Nous avons utilisé l'accélérateur SAMES du laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux et la chambre d'irradiation d'émulsions nucléaires que nous avons utilisée à Saclay.

Les deutons avaient une énergie incidente de 0,18 MeV, donc très inférieure à celle utilisée par Frost et Hanna ; par conséquent, nous nous attendions à avoir beaucoup moins de pics parasites.

Les émulsions ont été développées de façon à pouvoir discriminer les particules alpha des particules de charge 1 (19). Ainsi, nous avons pu voir les particules alpha de la réaction $^6\text{Li}(d, 2\alpha)$ ainsi que les protons p_0 et p_1 correspondant respectivement à l'état fondamental et au premier état excité de ^7Li .

Les distributions angulaires des particules α et des protons p_0 et p_1 dans le système du centre de masse sont isotropes, comme nous nous y attendions, du fait de la faible énergie incidente.

Les plaques ont été dépouillées sans discriminer les protons et les tritons dans le spectre continu. Une telle discrimination aurait demandé un temps de mesure beaucoup trop long. Les histogrammes obtenus sont donc la somme des deux spectres, ce qui nous a obligés à calculer les deux spectres théoriques dans le système du centre de masse, puis à les transformer en histogrammes dans le système du laboratoire pour comparer aux résultats expérimentaux. Nous les avons corrigés de façon à tenir compte d'un écran ainsi que de la résolution des émulsions nucléaires que nous avons déterminée expérimentalement.

Les douze spectres étudiés s'étalent de 42° à 160° . Dans le système du centre de masse, nous avons vérifié qu'ils avaient tous sensiblement la même forme et la même intensité à tous les angles.

Nous avons essayé trois mécanismes.

Le passage par un niveau intermédiaire de ${}^5\text{Li}$ dont les spectres de protons et de tritons ont été calculés à partir des expressions du chapitre I.II.1, en supposant que la distribution angulaire dans le système du centre de masse est isotrope (ce qui semble, à cette énergie incidente, confirmé par l'expérience) ainsi que la corrélation angulaire entre la première et la seconde étape. La recherche de χ^2 minimal pour ce processus de réactions nous a conduits à des valeurs de Γ de plusieurs MeV, ce qui semble éliminer le mécanisme en deux étapes.

Le mécanisme de l'éclatement d'une molécule nucléaire, proposé au chapitre I.III, ne semble pas s'appliquer. En effet, il donne un pic de protons, aux $3/4$ de l'énergie disponible, que nous n'observons pas. Les calculs nous ont montré qu'effectivement l'accord ne pouvait se faire pour que de très grandes valeurs du paramètre B : de l'ordre de plusieurs MeV.

Dans ces deux mécanismes, quand Γ ou B sont très grands, la forme des spectres se rapproche de celle qui serait donnée par une distribution statistique. Nous avons donc essayé la distribution statistique dont l'expression des spectres de particules a été donnée au chapitre I.I. Nous avons obtenu un bon accord sur l'ensemble des spectres expérimentaux. Nous montrons, figures 12 et 13, deux exemples typiques des résultats trouvés.

3 - Conclusion

Dans la réaction $d + {}^6\text{Li} = \alpha + T + p$ à l'énergie de 0,18 MeV, le mécanisme d'éclatement d'une molécule nucléaire formée par $d + {}^6\text{Li}$ ne joue pas un rôle important. Ceci semble en accord avec les prévisions de M. Demeur⁽¹⁵⁾ selon lesquelles la formation d'une molécule nucléaire exige la présence de deux centres stables comme deux particules alpha.

Le passage par un niveau intermédiaire de ${}^5\text{Li}$ ne semble pas non plus donner de bons accords avec les spectres observés à cette énergie incidente.

Seule, la distribution statistique semble rendre bien compte des résultats avec un bon degré d'approximation, à l'énergie incidente de 0,18 MeV.

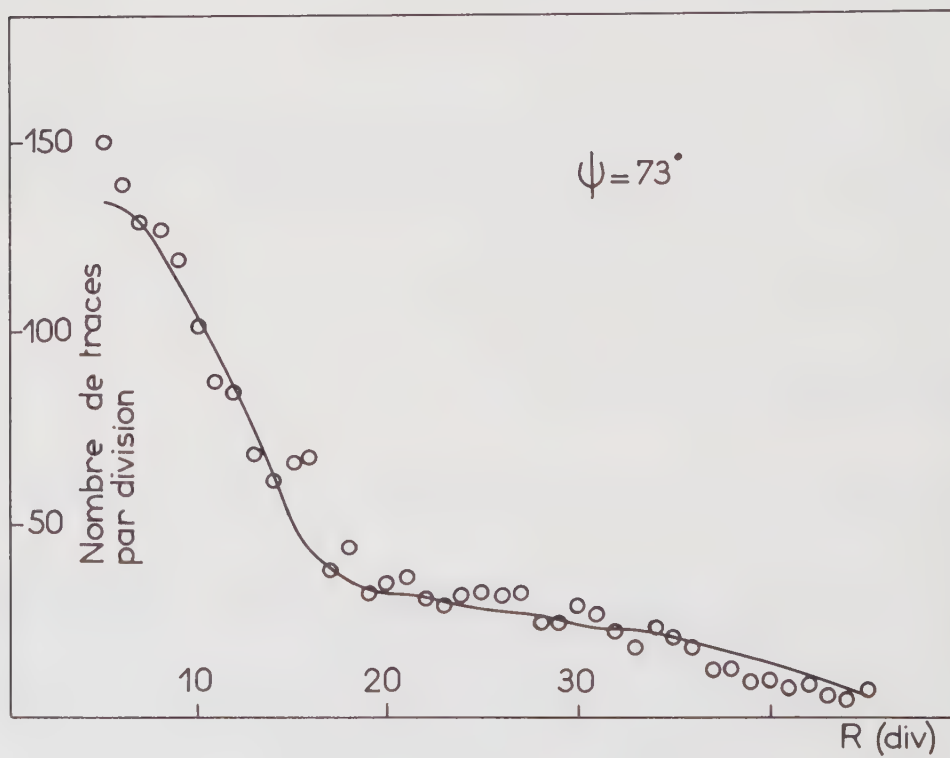
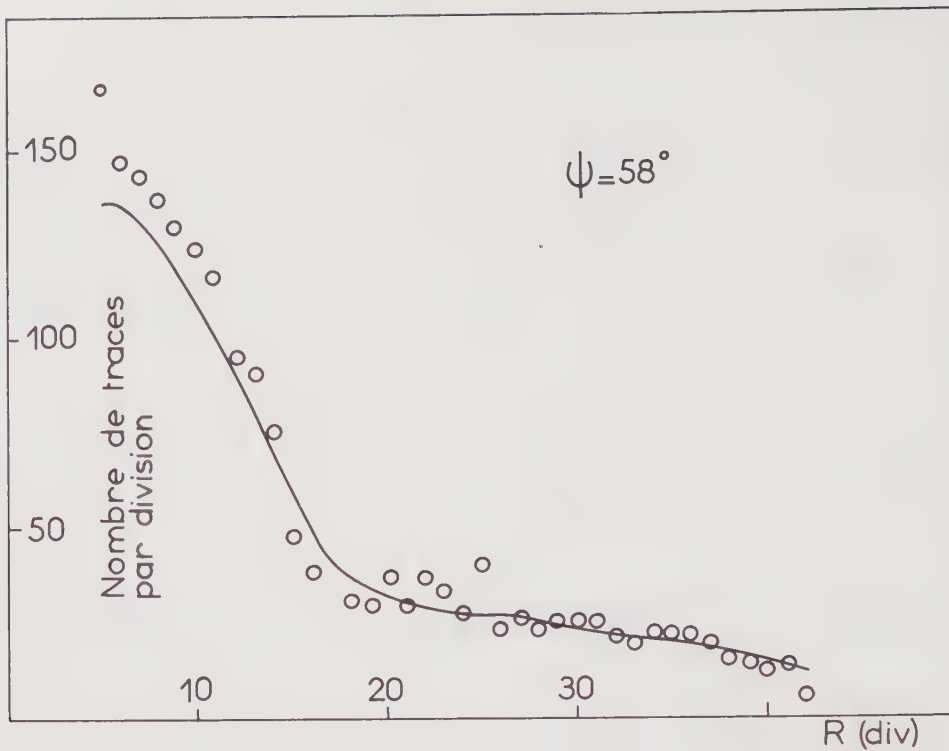
II - ETUDE DE LA REACTION ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li} = 3\alpha$

1 - Introduction

Nous avons déjà cité plusieurs travaux concernant cette réaction. Nous voulons ici en mentionner quelques autres que nous trouvons utiles pour comprendre les résultats.

Les travaux du groupe d'Iowa^(34, 35, 36) ont mis en évidence la production, avec une grande probabilité, de ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$ dans leur premier état excité. Coste, Marquez et Shafroth⁽³⁷⁾ ont mesuré, entre 1 et 2 MeV, les fonctions d'excitation correspondant à ${}^{11}\text{C}$ et au premier état excité des noyaux de ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ et ${}^{10}\text{B}$. Ils ont trouvé que les rapports des intensités de ces différentes voies restaient constants ; ces résultats sont en accord avec ceux du groupe d'Iowa^(34, 35, 36). Garin et Marquez⁽³⁸⁾ ont observé le spectre continu des protons émis simultanément avec le noyau ${}^7\text{Li}$. Le rapport d'embranchement entre les voies donnant les protons et les particules α du spectre continu est de 1,64, ce qui montre l'importance de cette voie "protons".

Nous avons entrepris une série d'expériences afin d'étudier le mécanisme de la réaction. Notre but était d'analyser un grand nombre de spectres de particules α obtenues dans les meilleures conditions de résolution possible et en faisant varier l'énergie dans un domaine étendu. Ces mesures ont également permis d'obtenir les distributions angulaires des particules α_0 et α_1 associées



Figures 12, 13 - Spectre en parcours des protons et tritons produits par la réaction $d + {}^6\text{Li}$. Les ronds représentent le nombre de traces par division. La courbe continue est calculée à partir de la distribution statistique. On indique l'angle d'observation au laboratoire.

respectivement à l'état fondamental et au premier état excité de ${}^8\text{Be}$. La mesure de la distribution angulaire des α_0 avait déjà été effectuée par Coste(39). Nous avons déterminé le rapport d'embranchement de α_0 , α_1 et ${}^{11}\text{C}$ au spectre continu des particules α de la voie prédominante.

2 - Etude des spectres de particules alpha

Les expériences ont été effectuées au Van de Graaff de 5 MeV de Saclay, adapté pour l'accélération des ions lithium par Delaunay-Olkowsky et al(40). Nous avons utilisé une jonction RCA de 20 mm², placée à 5 cm de la cible. Devant la jonction un écran d'aluminium d'épaisseur suffisante arrêta les ions lithium diffusés élastiquement. Une jonction placée à 90° par rapport au faisceau servait de monitrice. Les cibles utilisées étaient constituées d'un dépôt de ${}^6\text{Li}$ de 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur sur un support épais d'aluminium, qui arrêta entièrement le faisceau.

L'observation a été faite à 7 énergies différentes, et pour chaque énergie, à 6 angles différents, ce qui a donné 42 spectres. Les énergies incidentes étaient 2,00, 2,52, 3,09, 3,40, 3,73, 4,06 et 4,42 MeV, les angles 75°, 105°, 120°, 135°, 150° et 165°.

Quand l'énergie incidente augmente, l'intensité relative des particules α_1 par rapport au spectre continu augmente, ce qui avait déjà été observé par Morrison(12).

Tous les spectres obtenus ont été transformés dans le système du centre de masse.

Nous montrons, sur les figures 14, 15 et 16, trois spectres expérimentaux correspondant à l'angle de 120°. Les points expérimentaux, transposés dans le système du centre de masse, sont représentés par des cercles. L'angle de 120° correspond à un minimum de la distribution angulaire des particules α_0 et α_1 ; à cet angle, le spectre continu est donc le plus net possible.

La figure 17 montre l'ensemble des spectres obtenus à l'énergie incidente de 2,52 MeV. La figure 18 montre l'ensemble des spectres à l'angle de 120°. Le spectre continu, dans le système du centre de masse, se présente essentiellement sous la forme d'un pic assez large. La forme de ce spectre reste la même à tous les angles. L'examen du spectre continu est limité vers les basses énergies par la présence des pics de retournement des isotopes de l'hydrogène et, vers les hautes énergies, par la présence du pic α_1 . On voit que, entre ces limites, le spectre continu a la même forme dans toutes les directions. Nous avons donc choisi la région centrale du pic pour déterminer la distribution angulaire des particules α de la voie prédominante. C'est aussi dans cette région que la contribution des particules α de désintégration du noyau de ${}^8\text{Be}^*$ associé à α_1 est minimale. Les distributions angulaires ainsi obtenues pour les sept énergies d'observation sont représentées sur les figures 19 et 20. Elles sont isotropes dans les limites des erreurs expérimentales.

Les distributions angulaires de α_0 sont indiquées sur les figures 21 et 22, les points représentant les valeurs expérimentales.

Les distributions angulaires des α_1 ont été plus difficiles à déterminer du fait de la nécessité de soustraire le fond continu. Ces distributions angulaires sont représentées sur les figures 23 et 24. Les points expérimentaux, dans le cas où l'intensité des α_1 était faible, ne figurent pas sur la courbe et sont très probablement situés en dessous des points voisins.

Les courbes de distribution angulaire des α_0 et α_1 présentent un pic vers l'avant caractéristique des réactions de stripping.

3 - Etude des rapports d'embranchement

Les mesures précédentes nous ont permis d'obtenir le rapport des intensités des α_0 et α_1 au spectre continu des particules α de la voie prédominante. D'autres mesures nous ont donné le rapport d'intensité de ${}^{11}\text{C}$ à ce même spectre continu. Ces expériences ont été effectuées de la façon suivante : la cible de ${}^6\text{Li}$ était irradiée pendant 5 minutes, le spectre de particules α était détecté par la jonction monitrice et la radioactivité liée au noyau de ${}^{11}\text{C}$ mesurée par un ensemble de détection à INa. La décroissance de ${}^{11}\text{C}$ a été suivie pendant plusieurs périodes et on a retrouvé la période de 20 mn de ${}^{11}\text{C}$. Les résultats de ces mesures sont représentés sur la figure 25. Si l'on examine les rapports de ${}^{11}\text{C}$, α_0 et α_1 au spectre continu des particules α , on voit que le premier rapport reste pratiquement constant alors que les seconds augmentent avec l'énergie incidente.

4 - Interprétation des distributions angulaires de α_0 et α_1

Nous avons utilisé la théorie du stripping des particules complexes de Banerjee(41) pour analyser les distributions angulaires de α_0 et α_1 . Les lois de conservation des moments angulaires

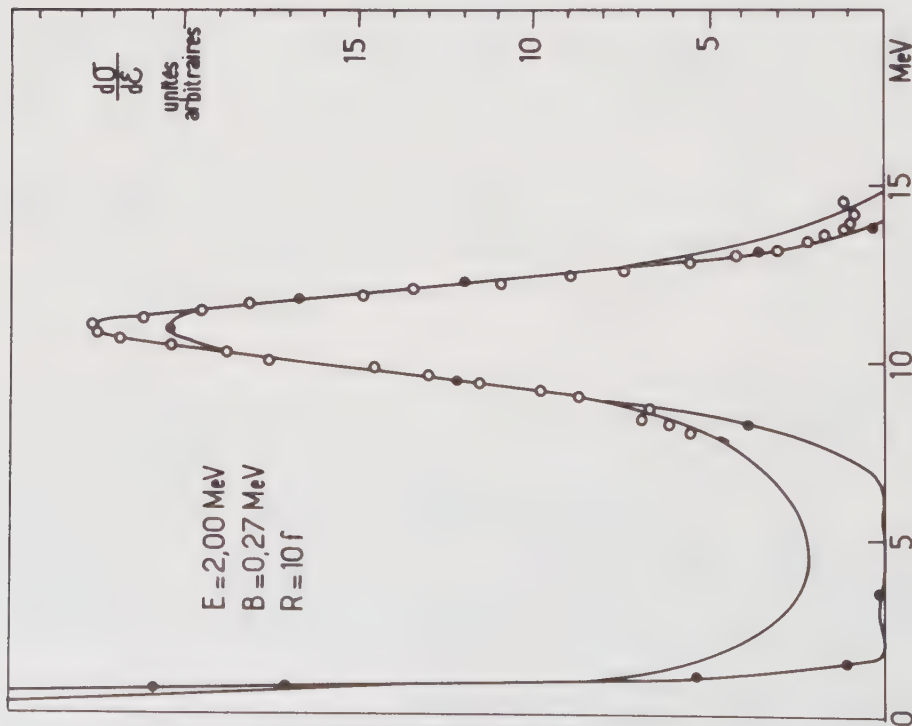


Fig. 14

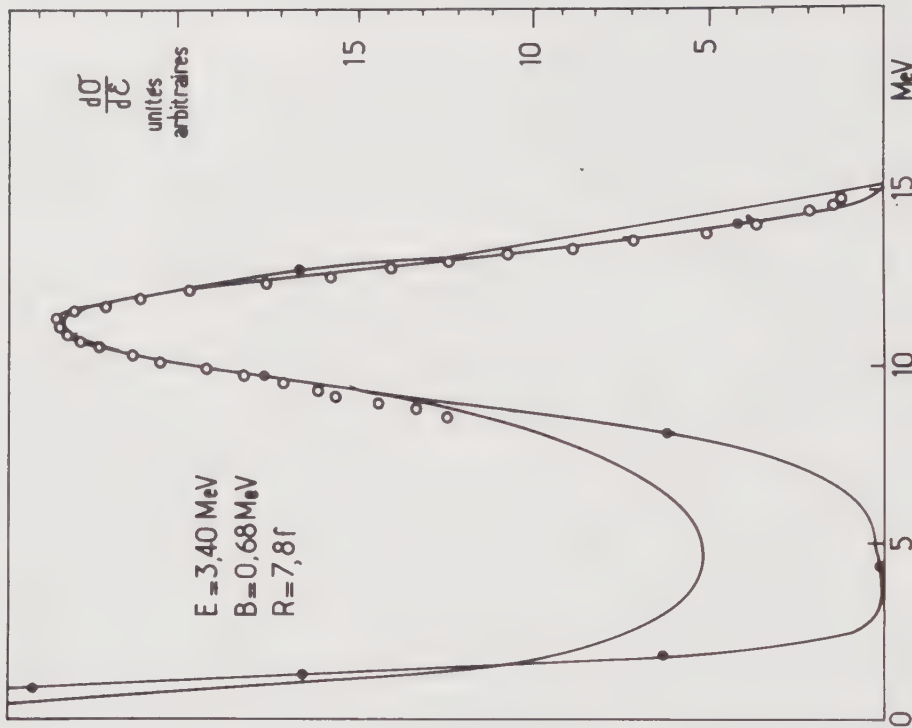


Fig. 15

Figures 14, 15, 16 - Spectre des particules alpha obtenu dans le système du centre de masse à l'angle de 120° . Les ronds représentent les valeurs expérimentales. La courbe continue a été calculée avec le paramètre B. La courbe continue marquée avec les points noirs a été calculée avec le paramètre R.

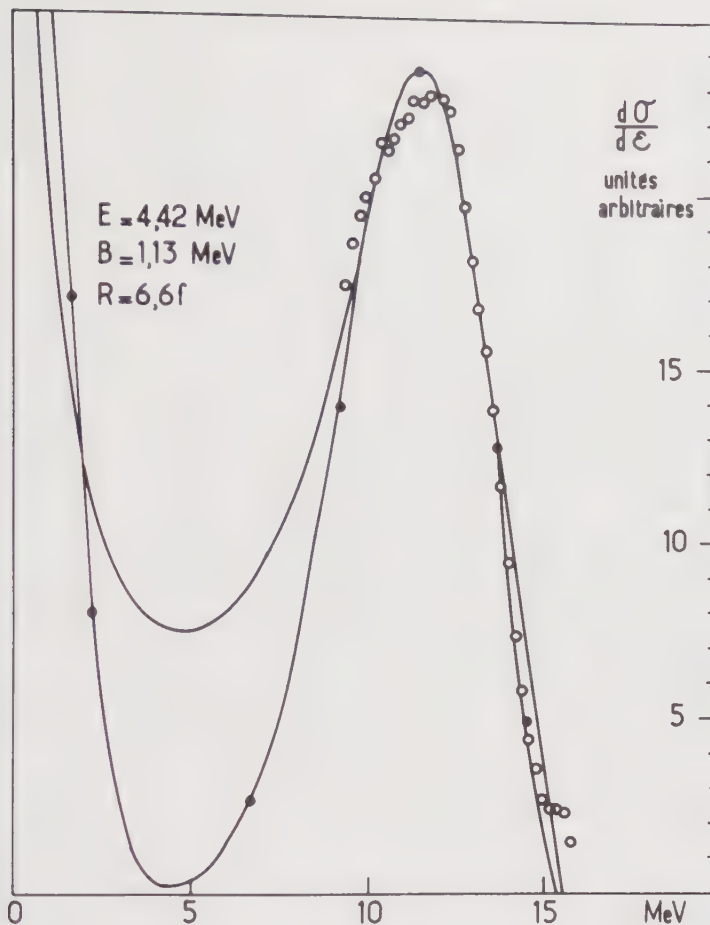


Fig. 16

imposent les valeurs $l = 0$ pour α_0 et $l = 2$ pour α_1 , le seul paramètre ajustable dans cette théorie est le rayon de stripping. Nous avons tenu compte du fait que cible et projectile sont identiques en faisant la somme des amplitudes avant et arrière. Nous avons ajouté une constante dans l'expression de la section efficace de Banerjee afin de rendre compte des contributions du noyau composé, de la molécule nucléaire et aussi pour compenser le caractère approximatif de cette théorie. Les résultats de ce calcul théorique sont représentés par les courbes des figures 21, 22, 23 et 24. L'accord est satisfaisant pour un rayon de stripping qui reste relativement constant autour de 6,3 fermis. Il semble donc raisonnable de penser que les particules α_0 et α_1 sont produites principalement par stripping de ${}^6\text{Li}$. Ce résultat confirme une fois de plus que le noyau de ${}^6\text{Li}$ est bien décrit par la structure αd .

5 - Interprétation du spectre continu

Nous avons calculé la forme du spectre continu en supposant la formation d'une molécule nucléaire. Nous avons utilisé l'expression avec le paramètre R du chapitre I, III.1 et l'expression avec le paramètre B du chapitre I, III.2. Dans tous les cas nous trouvons un accord excellent entre le spectre calculé et le spectre observé. Nous montrons sur les figures 14, 15 et 16 le genre d'accord que l'on peut obtenir. Les courbes continues sont calculées avec le paramètre B et les courbes continues avec cercles noirs sont calculées avec le paramètre R .

On voit que l'accord est légèrement meilleur avec le paramètre B . Le tableau II montre les valeurs des paramètres B et R en fonction de l'énergie incidente dans le système du centre de masse.

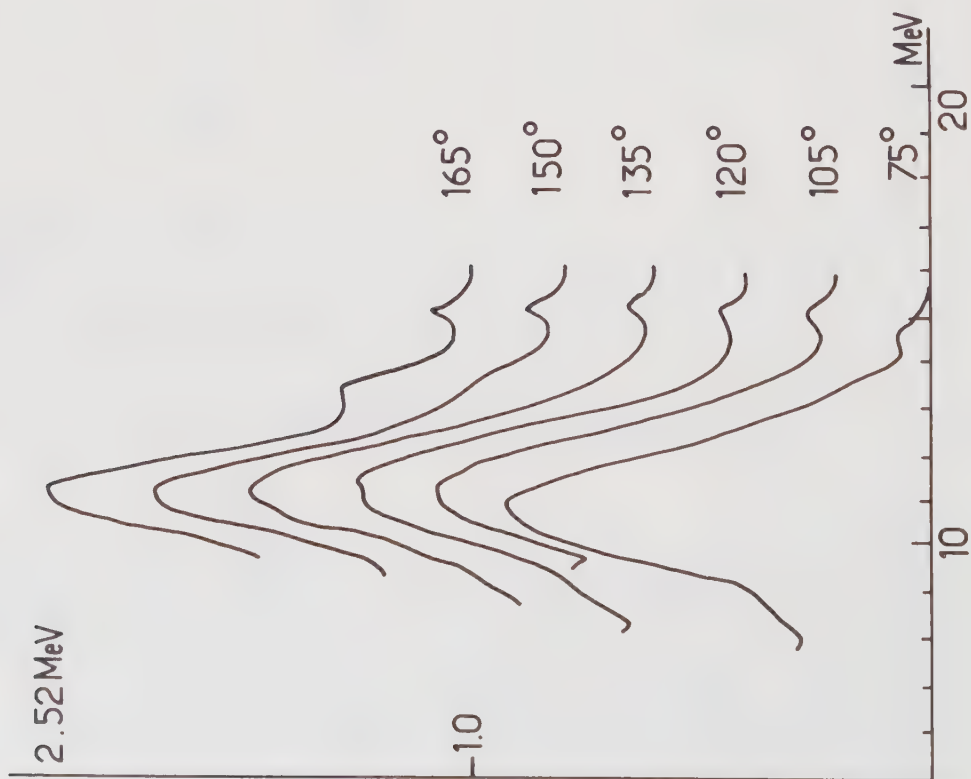


Figure 17 - Ensemble des spectres observés pour une énergie incidente de 2,52 MeV et à 6 angles différents.

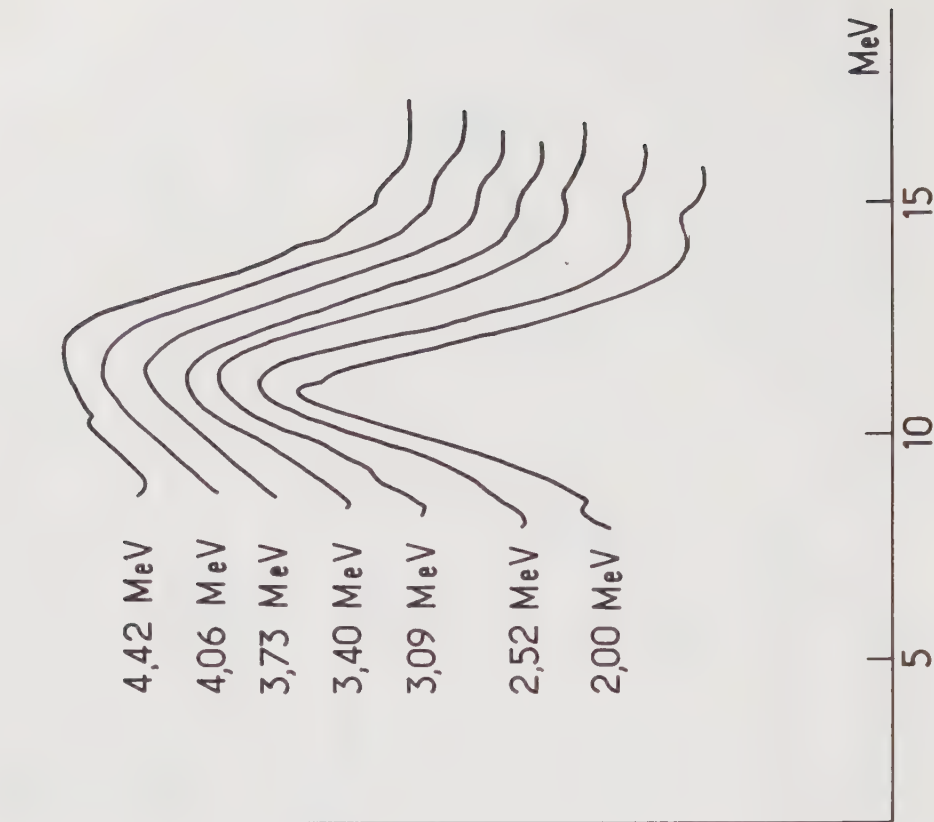


Figure 18 - Ensemble des spectres observés pour l'angle de 120° et à 7 énergies différentes.

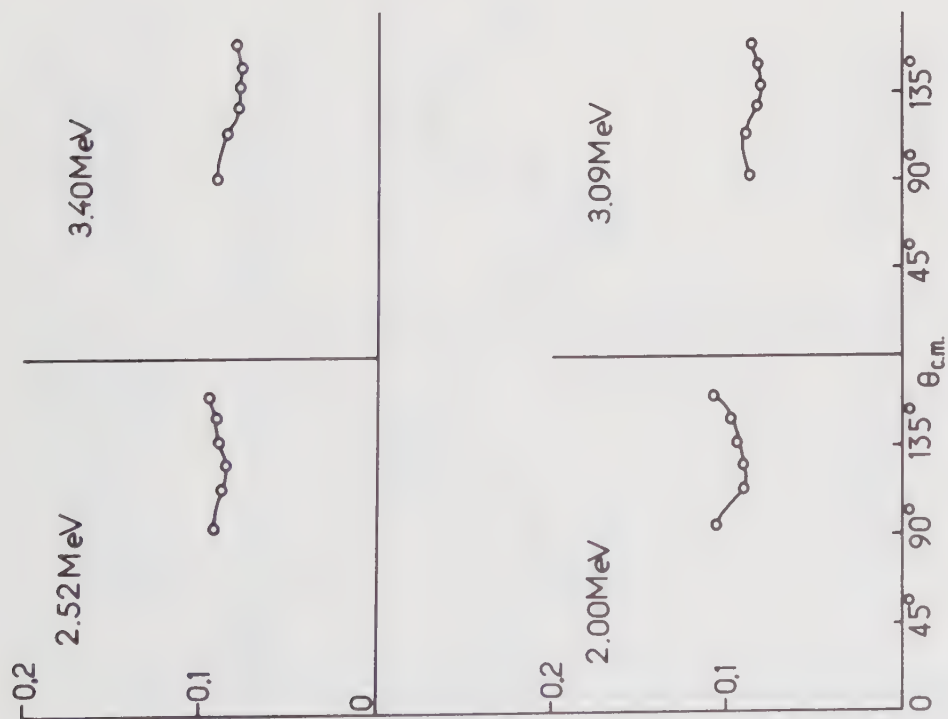


Figure 19 - Distributions angulaires des particules alpha correspondant au centre du pic du spectre continu. L'énergie incidente est indiquée sur chaque courbe. La distribution est isotrope dans la limite des erreurs expérimentales.

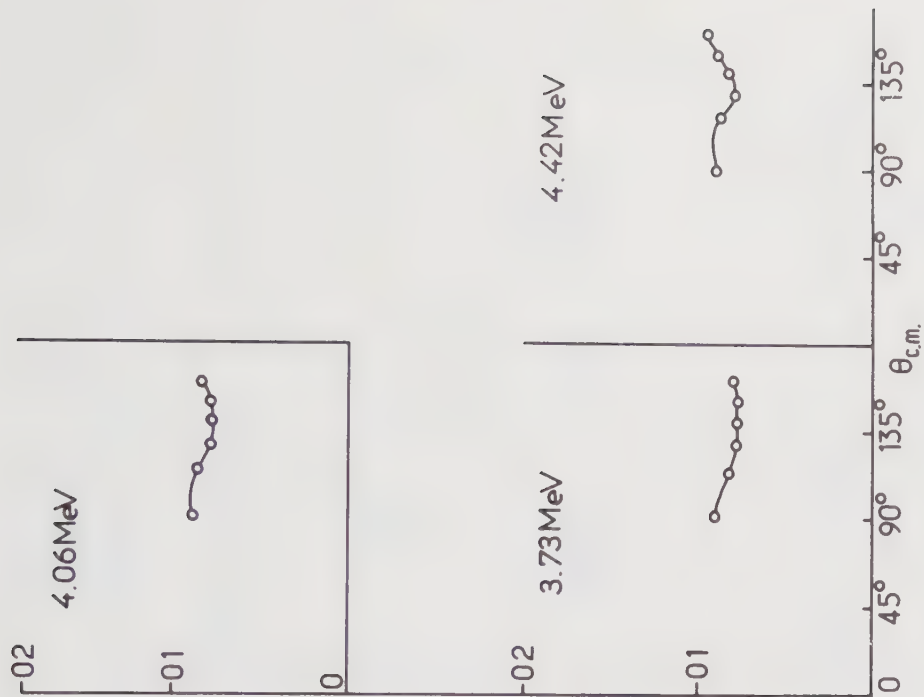


Figure 20 - Distributions angulaires des particules alpha correspondant au centre du pic du spectre continu. L'énergie incidente est indiquée sur chaque courbe. La distribution est isotrope dans la limite des erreurs expérimentales.

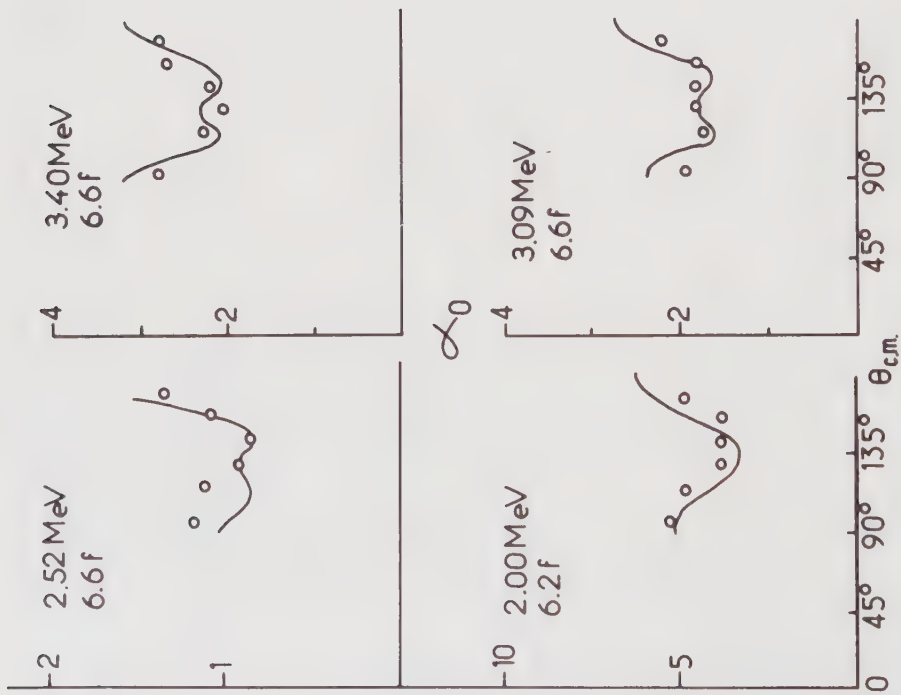


Figure 21 - Distributions angulaires des particules α_0 de la réaction ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li} = \alpha + {}^8\text{Be}$. Les points représentent les valeurs expérimentales. La courbe continue est calculée à partir de la théorie du stripping de Banerjee avec $l = 0$. L'énergie incidente et le rayon qui fournissent le meilleur accord sont indiqués sur chaque courbe.

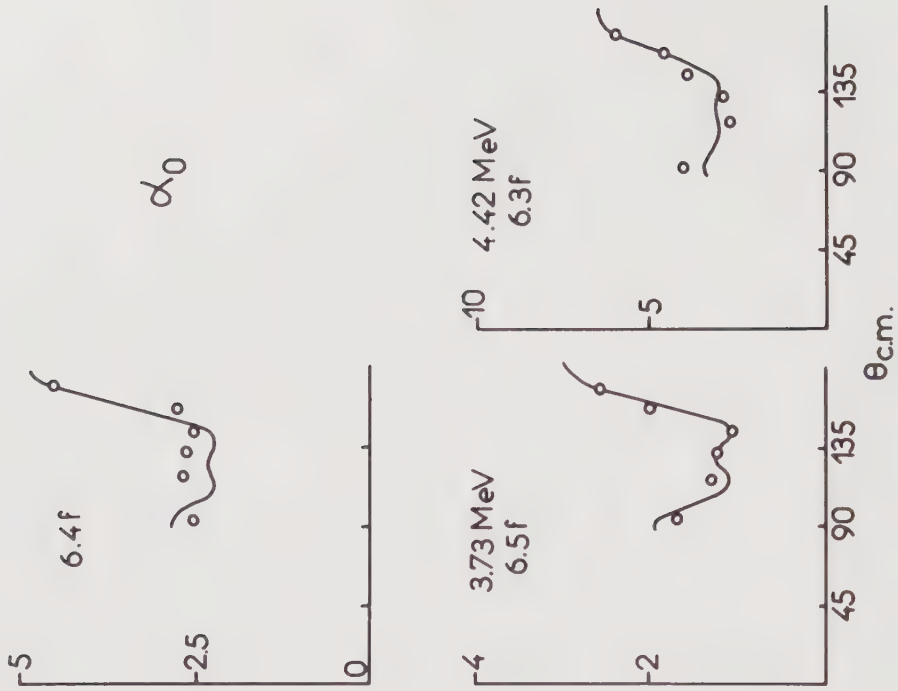


Figure 22 - Distributions angulaires des particules α_0 de la réaction ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li} = \alpha + {}^8\text{Be}$. Les points représentent les valeurs expérimentales. La courbe continue est calculée à partir de la théorie du stripping de Banerjee avec $l = 0$. L'énergie incidente et le rayon qui fournissent le meilleur accord sont indiqués sur chaque courbe.

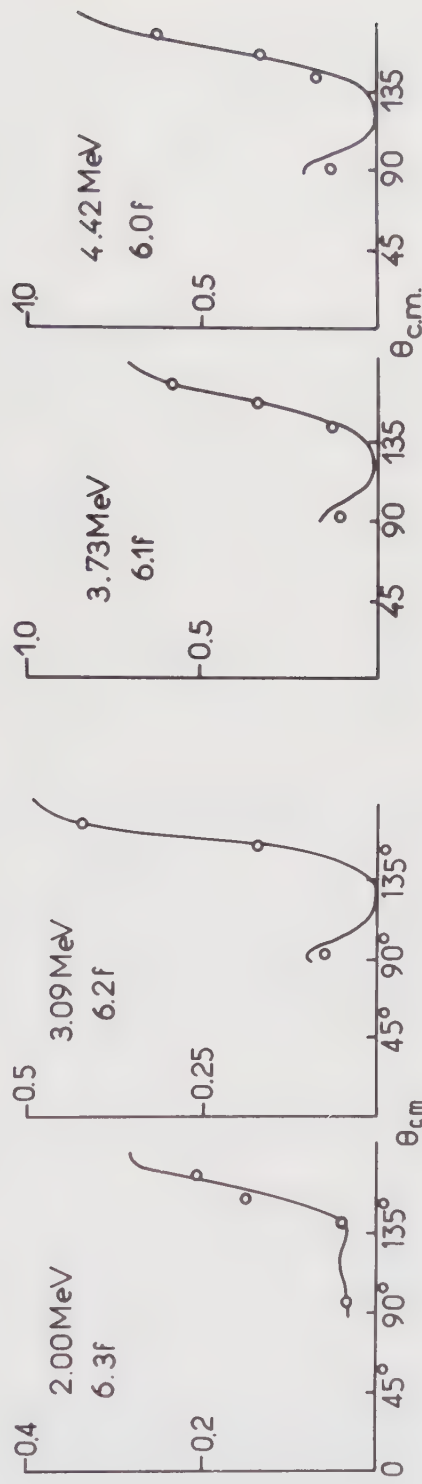
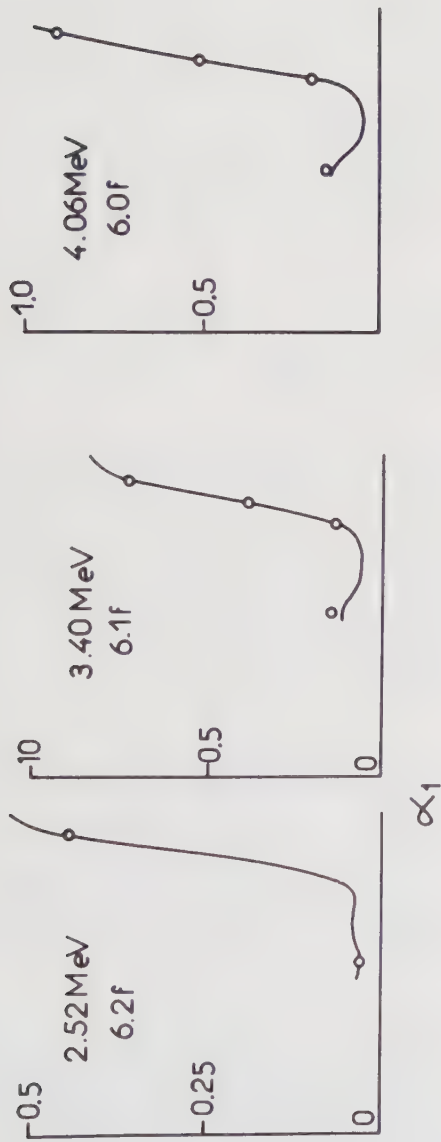


Figure 23 - Distributions angulaires des particules α_1 de la réaction ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li} = \alpha + {}^8\text{Be}$. Les points représentent les valeurs expérimentales. La courbe continue est calculée à partir de la théorie du stripping de Banerjee avec $l = 2$. L'énergie incidente et le rayon qui fournissent le meilleur accord sont indiqués sur chaque courbe.

Figure 24 - Distributions angulaires des particules α_1 de la réaction ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li} = \alpha + {}^8\text{Be}$. Les points représentent les valeurs expérimentales. La courbe continue est calculée à partir de la théorie du stripping de Banerjee avec $l = 2$. L'énergie incidente et le rayon qui fournissent le meilleur accord sont indiqués sur chaque courbe.

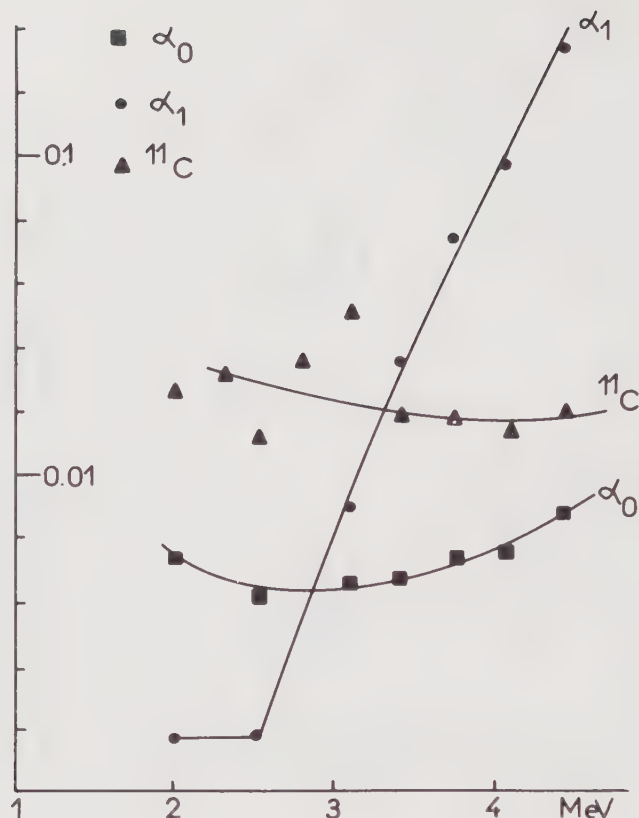


Figure 25 - Rendement des voies donnant α_0 , α_1 et ^{11}C par rapport au spectre continu de particules α . L'échelle des ordonnées est en valeur absolue pour α_0 et α_1 et en valeur relative pour ^{11}C .

Tableau II

Valeurs des paramètres R et B qui donnent le meilleur accord avec le spectre des particules alpha dans la réaction $^6\text{Li} + ^6\text{Li}$. ε est l'énergie incidente dans le centre de masse.

ε (MeV)	R (fermi)	B (MeV)
1,00	10,0	0,27
1,26	9,2	0,35
1,55	8,2	0,56
1,70	7,8	0,68
1,87	7,1	0,88
2,03	6,8	1,01
2,21	6,6	1,13

6 - Discussion

Les distributions angulaires des particules α_0 et α_1 ont montré que ces particules sont probablement produites par stripping. Les mesures des rapports d'embranchement semblent indiquer que le spectre continu provient d'un mécanisme d'interaction différent, ce qui paraît confirmer notre hypothèse de la molécule nucléaire. La valeur constante du rapport des intensités du spectre continu et de ^{11}C peut être interprétée de deux façons : soit par la transformation de la molécule nucléaire en noyau composé, soit par une même loi de variation avec l'énergie car ces deux mécanismes constituent des étapes intermédiaires de la réaction.

L'accord excellent entre les spectres continus observés et calculés semble indiquer la bonne validité des hypothèses développées au chapitre I. III.

III - ETUDE DES REACTIONS ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li} = n + 3\alpha$ ET ${}^6\text{Li} + {}^{10}\text{B} = 4\alpha$

1 - Introduction

Dans un travail précédent nous avons étudié les spectres continus formés par les particules alpha émises au cours des réactions ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li}$ et ${}^6\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ (17). Pour expliquer quantitativement ces spectres continus, nous avons proposé un mécanisme de réaction d'où nous avons déduit l'expression mathématique de la forme des spectres. Ce mécanisme est présenté dans le chapitre I, III.

Nous avons continué les mesures de spectres continus formés par les particules alpha émises au cours des réactions ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li}$ et ${}^6\text{Li} + {}^{10}\text{B}$. Nous présentons ici les résultats que nous avons obtenus.

2 - Réaction ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li}$

Nous avons réutilisé les émulsions nucléaires exposées au cours du travail précédent(17). Mais nous avons dépouillé des plaques situées aux angles vers l'avant ; ainsi, nous avons obtenu un spectre continu des particules alpha dont l'énergie minimale est inférieure à celle observée dans le travail précédent. Cette énergie minimale est de 3 MeV, dans le système du centre de masse. Nous avons amélioré la statistique en dépouillant des surfaces de plaques plus importantes.

Nous avons étudié la réaction ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li}$ aux énergies incidentes de 1,8, 3,0 et 4,0 MeV et la réaction ${}^7\text{Li} + {}^6\text{Li}$ à l'énergie incidente de 3,43 MeV. Dans cette notation, le premier noyau intervenant dans la réaction est le projectile dans le système du laboratoire.

Les histogrammes (nombre de traces par division du micromètre) ont été transformés en spectres d'énergie (nombre de traces par unité d'énergie) dans le système du centre de masse (cf. chapitre II).

Nous avons ensuite recherché le meilleur accord entre ces spectres expérimentaux et les spectres théoriques correspondants. Cela revient à déterminer le minimum de χ^2 , défini au chapitre II, III, 2, avec

$$S_j = d\sigma/d\varepsilon_3 + 2 d\sigma/d\varepsilon_5.$$

Ce calcul a été effectué pour des intervalles d'énergie de 0,2 MeV. Deux paramètres y interviennent : le paramètre de normalisation C et les paramètres B ou R qui proviennent des expressions théoriques des formes de spectre (cf. chapitre I, III). Nous avons utilisé l'ordinateur IBM 7094 de Saclay. Pour un paramètre B ou R variable, nous avons déterminé le minimum de la fonction χ^2 .

Les figures 26, 27, 28 et 29 représentent les résultats obtenus. Les ronds figurent les points expérimentaux et les courbes continues les courbes théoriques calculées.

3 - Réaction ${}^6\text{Li} + {}^{10}\text{B}$

Nous avons étudié cette réaction à l'énergie incidente de 4,0 MeV.

Nous avons vérifié que le spectre continu formé par les particules alpha a même forme et même intensité dans toutes les directions.

Comme nous l'avions fait pour la réaction ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li}$, nous avons transformé les histogrammes en spectres dans le système du centre de masse ; nous avons obtenu le spectre moyen en faisant la moyenne des spectres obtenus à chaque angle ; nous avons comparé spectre expérimental et spectre théorique. Toutefois, pour cette réaction, l'expression de S_j devient :

$$S_j = d\sigma/d\varepsilon_3 + 3 d\sigma/d\varepsilon_5 ;$$

les figures 30 et 31 représentent les résultats obtenus.

4 - Conclusions

Dans le cas du mécanisme de réaction proposé dans le chapitre I, III, la forme du spectre continu dû aux particules alpha ne dépend que du nombre de particules émises. Par conséquent, les spectres observés pour les réactions

$${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li} = \alpha + \alpha + \alpha + n$$

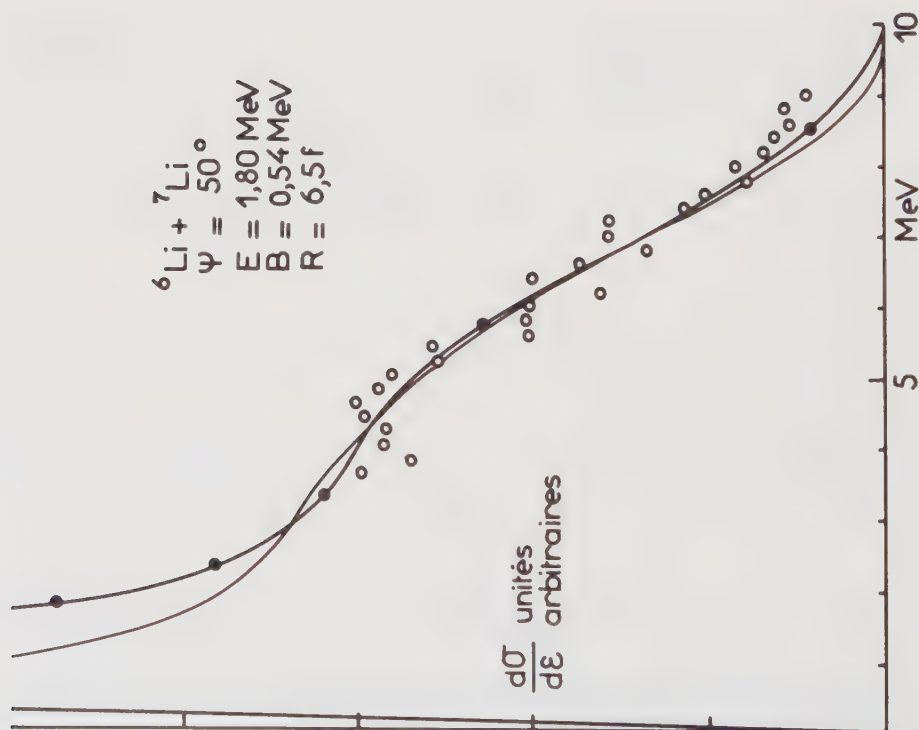


Fig. 26

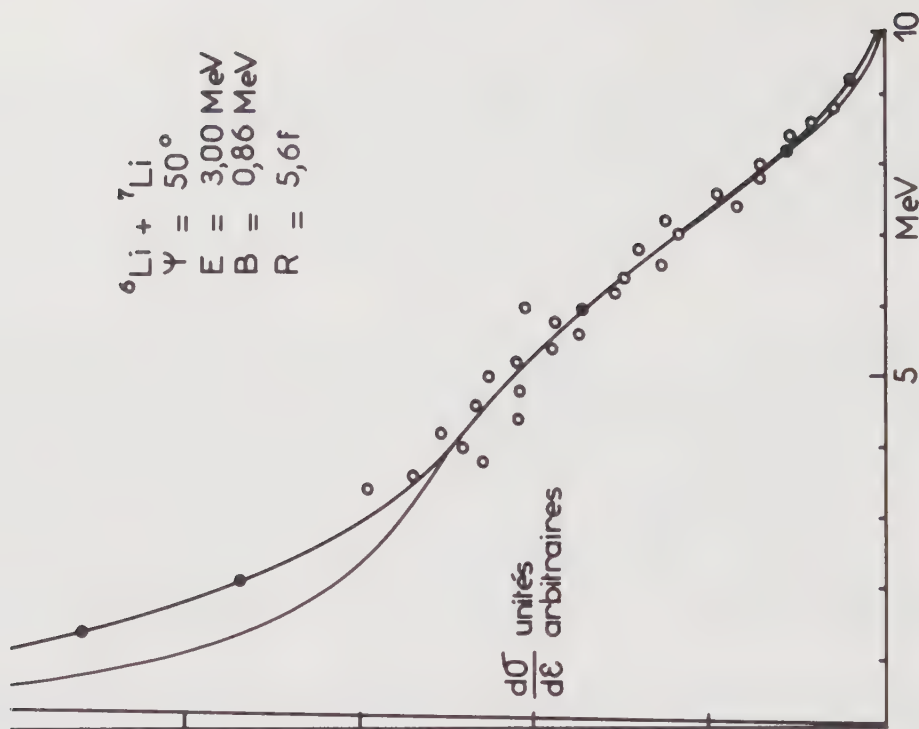


Fig. 27

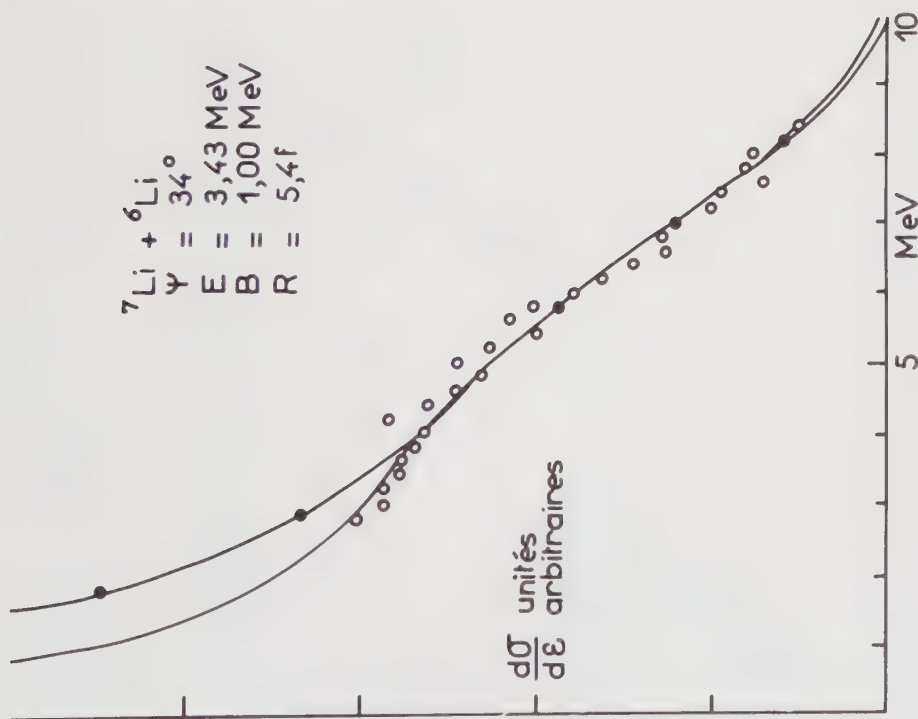


Fig. 28

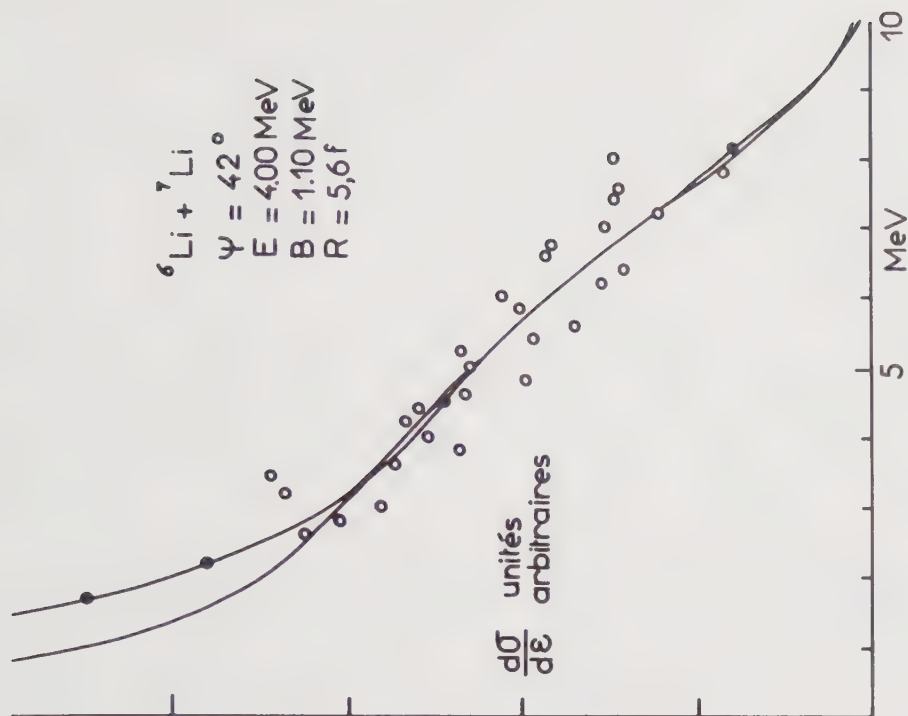


Fig. 29

Figures 26, 27, 28, 29 - Spectre des particules α dans le système du centre de masse. Les ronds représentent les points expérimentaux. La courbe continue a été calcul e avec le paramètre B. La courbe continue marqu e avec des points noirs a été calcul e avec le paramètre R. On indique sur chaque courbe, la réaction  tudi e, l'angle d'observation et l'énergie incidente au laboratoire ainsi que les valeurs des paramètres B et R qui donnent le meilleur accord.

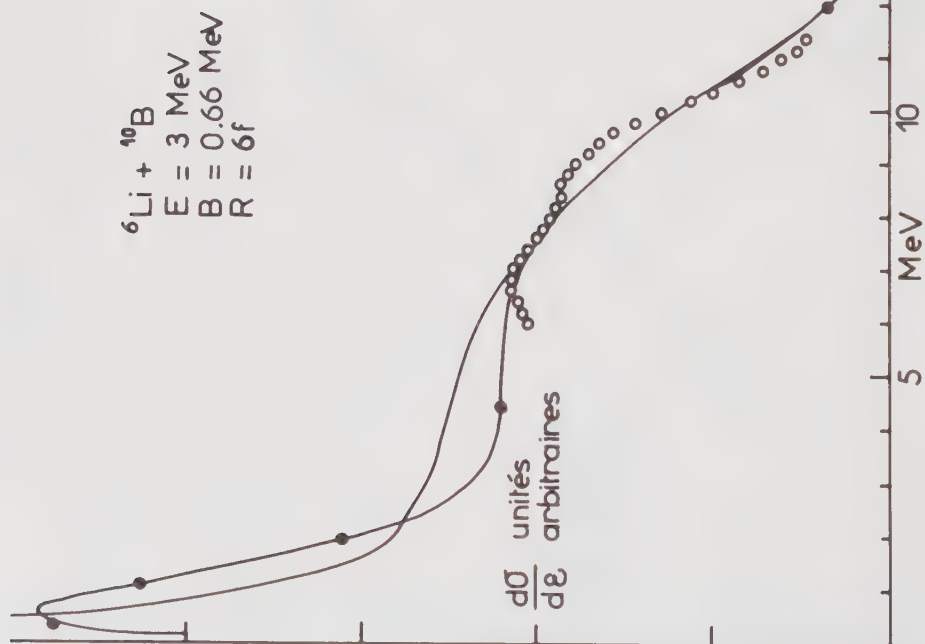


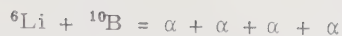
Fig. 30



Fig. 31

Figures 30, 31 - Spectre moyen des particules α dans le système du centre de masse. La courbe continue a été calculée avec le paramètre B. La courbe continue marquée de points noirs a été calculée avec le paramètre R. On indique sur chaque courbe, la réaction étudiée, l'énergie incidente au laboratoire ainsi que les valeurs des paramètres B et R qui donnent le meilleur accord.

et



doivent présenter la même forme, dont l'expression mathématique a été indiquée.

Les résultats obtenus sont en très bon accord avec ce mécanisme, ce qui est d'autant plus suggestif qu'il s'agit là de deux réactions en apparence très différentes.

IV - ETUDE DE LA REACTION ${}^6\text{Li} + \text{T} = \text{n} + 2\alpha$

1 - Introduction

Nous avons vu dans le chapitre I.III que la réaction $\text{d} + {}^6\text{Li}$ ne doit pas aboutir à la formation d'une molécule nucléaire car le deuton libre ne peut pas être considéré comme un centre stable vis-à-vis du proton et du neutron faiblement liés de ${}^6\text{Li}$. Nous avons vu dans le chapitre IV.I qu'effectivement dans cette réaction il n'y a pas d'éclatement. De même, on ne s'attend pas à la formation d'une molécule nucléaire $\text{d} + {}^7\text{Li}$ car le deuton est beaucoup moins dense que les nucléons extérieurs de ${}^7\text{Li}$. Des expériences en cours(42) montrent que dans cette réaction il n'y a pas d'éclatement.

Dans la réaction entre T et ${}^6\text{Li}$, le triton peut être considéré comme un centre stable vis-à-vis du proton et du neutron de ${}^6\text{Li}$. On s'attend donc à la formation d'une molécule nucléaire dont l'éclatement donnera une particule alpha emportant un cinquième de l'énergie disponible et un neutron emportant les quatre cinquièmes restants.

Dans ce travail, nous avons vérifié la présence d'un pic dans le spectre continu de particules alpha produit par la réaction ${}^6\text{Li} + \text{T}$. L'analyse quantitative de la forme de ce pic est en accord avec les calculs de la forme du spectre produit par l'éclatement de la molécule nucléaire (chapitre I.III).

2 - Méthode expérimentale

Allen, Almquist, Dewan et Pepper(43) ont étudié le spectre continu des particules alpha obtenu dans la désintégration de ${}^6\text{Li}$ par des tritons de 0,24 MeV. Leur spectre présente un pic dans la région de 3,3 MeV qui correspond à l'énergie de l'éclatement de la molécule ; superposée à ce pic, il y a la raie des particules alpha de la réaction parasite $\text{T} + \text{d} = \alpha + \text{n}$.

Nous avons entrepris une étude systématique de cette réaction pour plusieurs énergies incidentes et à plusieurs angles d'observation. Le pic parasite de la réaction précédente était éliminé par suite de l'emploi d'un faisceau de ${}^6\text{Li}$. Les cibles de tritium utilisées ont été préparées au C.E.N. de Saclay ; le tritium était adsorbé sur du titane, l'ensemble étant monté sur un support de cuivre ou d'argent.

Ces expériences ont été effectuées avec le Van de Graaff de 2 MeV de Saclay. Nous avons utilisé des jonctions comme détecteurs ; l'ensemble de l'accélérateur, les détecteurs et l'électronique associée ont été décrits dans le chapitre II.

Dans la région de très basse énergie on trouvait le pic de la réaction parasite ${}^6\text{Li} + \text{p} = \alpha + {}^3\text{He}$. Ceci ne nous a pas gênés puisque, sauf pour les angles très en avant, le pic de l'éclatement se trouve à plus haute énergie. Nous avons constaté la présence du pic de l'éclatement de la molécule pour des énergies incidentes de 0,65, 0,81 et 0,97 MeV, quel que soit l'angle d'observation.

Une série de mesures a été faite à l'énergie de 0,97 MeV et à plusieurs angles d'observation compris entre 25° et 100° . Nous avons utilisé une monitrice à un angle fixe de 90° . Ces mesures avaient pour but d'observer la forme du spectre dans différentes directions. Les spectres obtenus dans le système du laboratoire ont été transformés dans le système du centre de masse comme dans les expériences précédentes. Les figures 32 et 33 montrent l'ensemble des résultats. Le pic haute énergie vers la fin du spectre provient des particules alpha associées à ${}^5\text{He}$ et peut-être aussi des particules alpha des niveaux de ${}^8\text{Be}$ à 16,6 et 16,9 MeV. Le pic observé à 3,5 MeV est le pic de l'éclatement de la molécule. Il semble que le pic de l'éclatement de la molécule augmente légèrement en intensité vers l'arrière, ceci pouvant être dû au bruit de fond de la jonction. En effet, pour une même énergie dans le centre de masse, l'énergie au laboratoire est plus faible vers l'arrière que vers l'avant. Nous pouvons considérer que le pic de l'éclatement est à peu près isotrope.

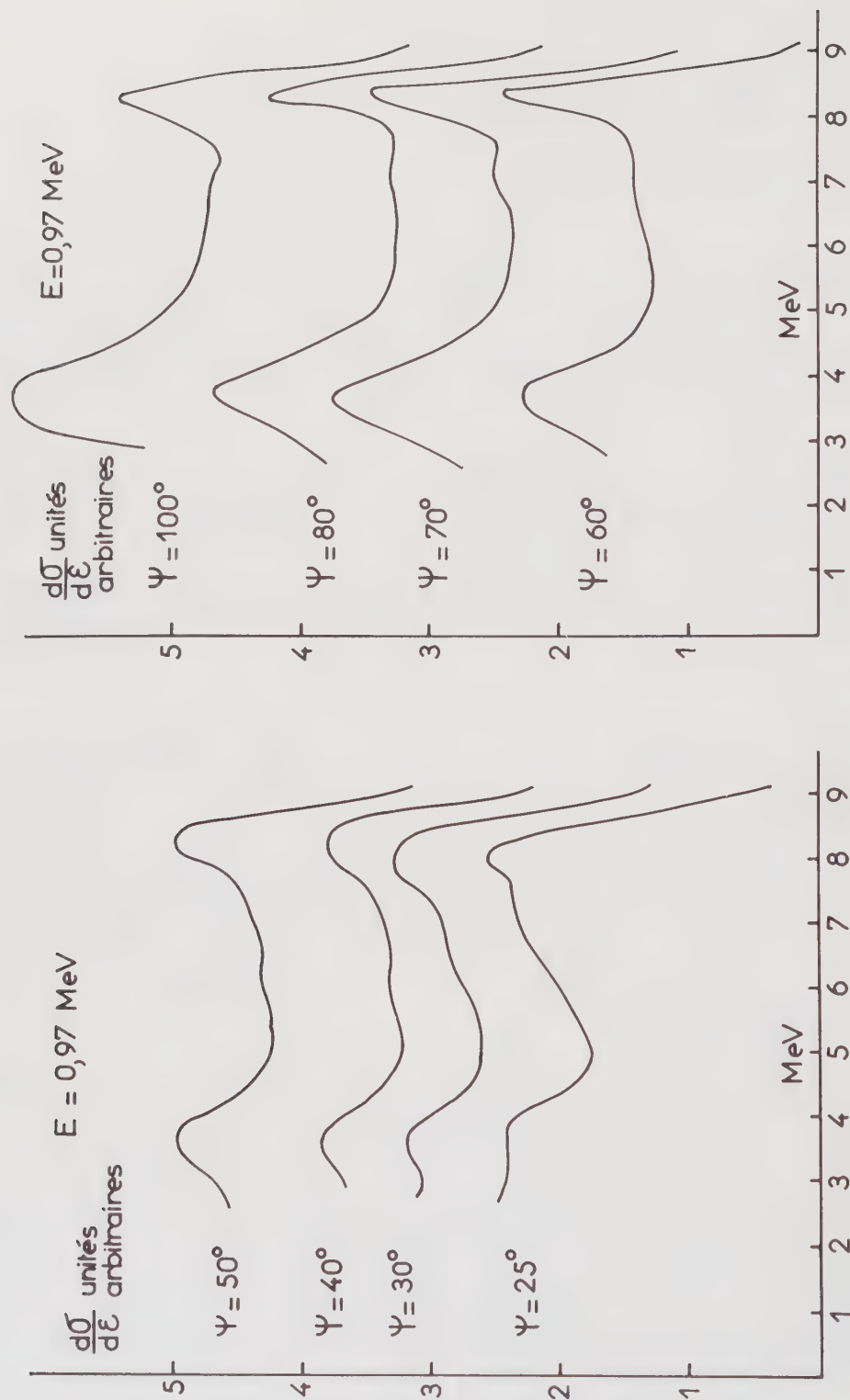


Fig. 32

Fig. 33

Figures 32, 33 - Spectre des particules α de la réaction ${}^6\text{Li} + \text{T}$ à l'énergie incidente de 0,97 MeV. On montre les spectres dans le système du centre de masse. L'angle indiqué sur chaque courbe est l'angle d'observation au laboratoire.

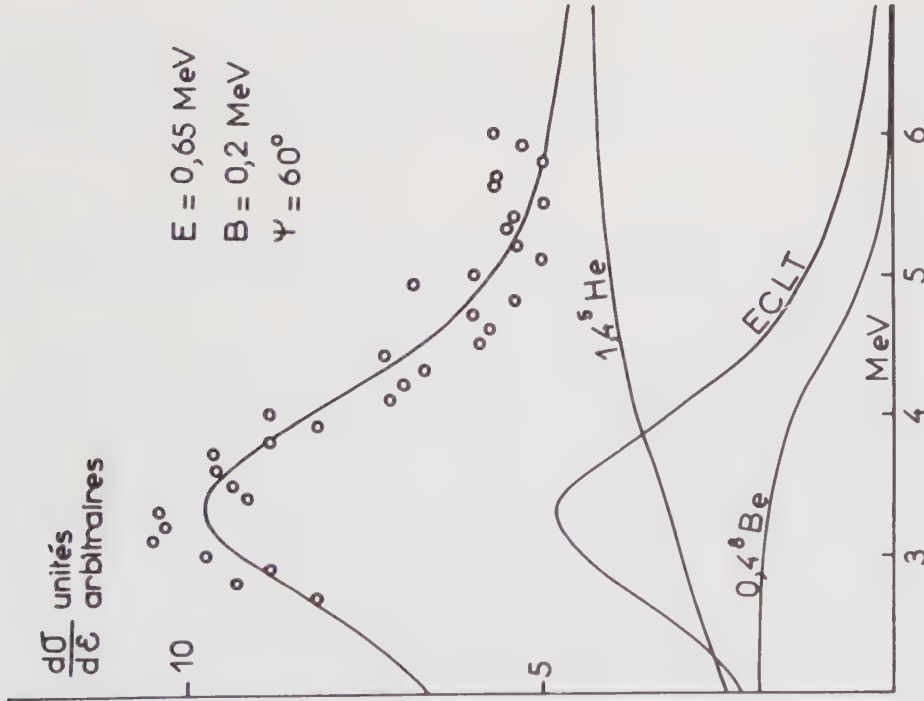


Fig. 34

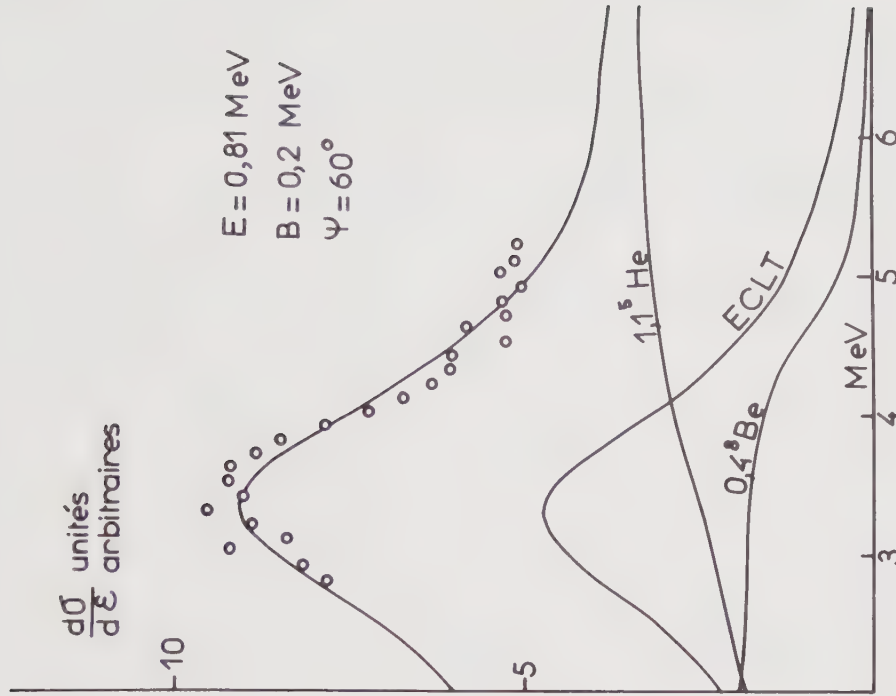


Fig. 35

Figures 34, 35, 36 - Spectres des particules α de la réaction ${}^6\text{Li} + \text{T}$ dans le système du centre de masse. Les ronds correspondent aux points expérimentaux. Les trois courbes continues, dans la partie inférieure de chaque figure, indiquent les trois mécanismes considérés et leur proportion. La courbe continue, près des points expérimentaux, correspond à la somme des trois courbes précédentes. On indique sur chaque figure l'énergie incidente dans le système du laboratoire, la valeur du paramètre de l'éclatement B et l'angle d'observation au laboratoire.

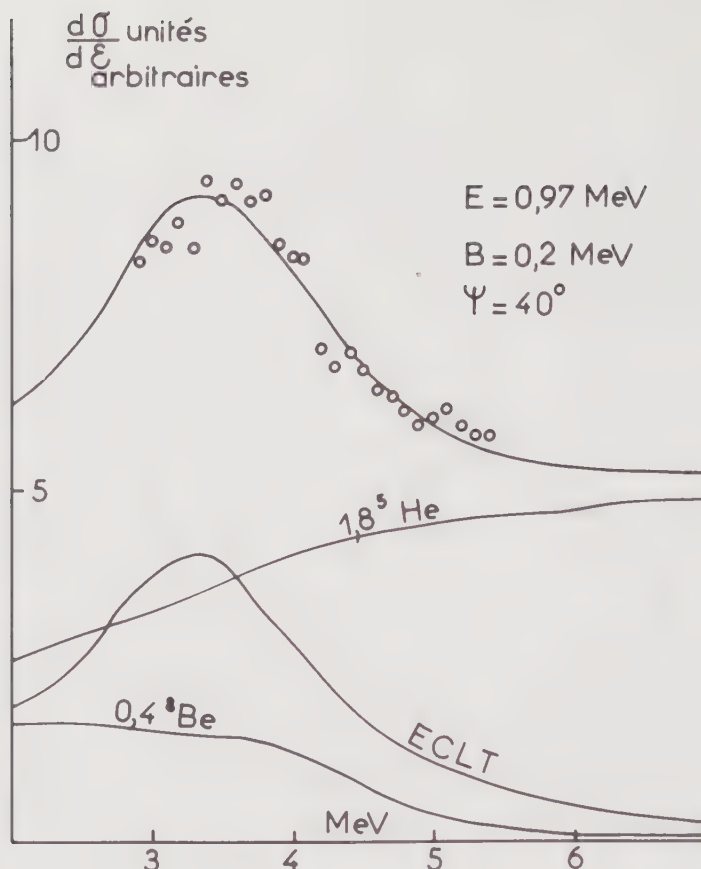


Fig. 36

Les figures 34, 35, et 36 montrent la forme du spectre dans une échelle plus dilatée. Elles correspondent respectivement aux énergies incidentes de 0,65, 0,81 et 0,97 MeV. La région présentée correspond au pic de l'éclatement de la molécule, les ronds correspondent aux points expérimentaux.

3 - Analyse des résultats

Le pic à 3,5 MeV correspond bien à l'énergie calculée pour l'éclatement de la molécule nucléaire. Nous avons fait des calculs de la forme du spectre produit par la réaction ${}^6\text{Li} + \text{T} = \alpha + {}^5\text{He}$ et ${}^6\text{Li} + \text{T} = \text{n} + {}^8\text{Be}$; il n'y a aucun niveau ou combinaison de niveaux de ces noyaux qui puissent donner un pic dans cette région.

L'analyse du spectre de l'éclatement de la molécule dans la réaction ${}^6\text{Li} + \text{T}$ est plus complexe que pour la réaction ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}$ car pour cette dernière le spectre continu est formé presque exclusivement par l'éclatement de la molécule tandis que la forme des spectres ${}^6\text{Li} + \text{T}$ nous indique qu'il faut tenir compte des spectres continus associés à ${}^5\text{He}$ et au premier état excité de ${}^8\text{Be}$.

Nous avons analysé les spectres expérimentaux entre 2,8 et 5,5 MeV en utilisant un mélange de ces trois spectres. Un très bon accord a pu être obtenu mais la précision des résultats ne nous a pas permis de déterminer à la fois le paramètre de l'éclatement B et la contribution de chaque spectre.

Les spectres de particules α correspondant à ${}^5\text{He}$ tiennent compte du niveau fondamental et du premier état excité de ${}^5\text{He}$. Les spectres des réactions en deux étapes ont été calculés suivant les expressions données dans le chapitre I, II, 1 en supposant que la distribution angulaire et la corrélation angulaire sont isotropes. Les spectres de l'éclatement de la molécule ont été calculés suivant les expressions données dans le chapitre I, III, 2.

Dans les calculs interviennent trois paramètres qui sont : la proportion de passage par ${}^5\text{He}$ par rapport à l'éclatement de la molécule, la proportion de passage par ${}^8\text{Be}$ par rapport à l'éclatement de la molécule et le paramètre de l'éclatement B. Ces facteurs de mélange des spectres

étaient multipliés par un facteur de normalisation et on calculait le χ^2 correspondant. Nous avons trouvé un très bon accord avec $B = 0,2$ MeV, cet accord restait très bon pour des valeurs de B comprises entre 0,15 et 0,25 MeV.

Nous avons ensuite déterminé les régions pour lesquelles on obtenait un bon accord en faisant varier les proportions relatives des différents spectres. Les calculs de χ^2 nous ont indiqué que l'accord était bon quand le rapport du nombre de passages par ^5He au nombre d'éclatements variait entre 1 et 1,8 et le rapport du nombre de passages par ^9Be à la même référence variait entre 0,1 et 0,5.

Les figures 34, 35 et 36 montrent trois exemples typiques du genre d'accord trouvé. Les courbes continues indiquent sur chaque figure les spectres de chacun des trois mécanismes considérés et la somme des trois spectres théoriques.

En conclusion les spectres de particules α de la réaction $^6\text{Li} + \text{T}$ semblent indiquer que, dans cette réaction, il y a formation d'une molécule nucléaire dont la rupture se fait de façon semblable aux autres réactions étudiées précédemment.

CHAPITRE V

CONCLUSIONS

Nous avons montré plusieurs spectres continus obtenus au cours de réactions nucléaires très différentes les unes des autres. Notre but était de déterminer les mécanismes qui pouvaient expliquer quantitativement les spectres continus observés dans les réactions nucléaires avec les noyaux légers.

Nous avons vu que le mécanisme des réactions en deux étapes permet très souvent d'expliquer de façon quantitative ces spectres. Nous avons considéré que les niveaux étaient bien décrits par l'énergie d'excitation du niveau et par sa largeur, deux constantes indépendantes du rayon. Dans un travail récent, Rosenfeld(47) considère que la description du niveau indépendant du rayon est la plus correcte.

Dans les réactions nucléaires à trois corps où il y a deux ou trois nucléons sortants, le mécanisme de l'interaction des états finals explique les spectres observés.

Nous croyons que la partie la plus intéressante de nos résultats est celle des réactions avec ${}^6\text{Li}$. Nous avons trouvé que les spectres produits par ${}^6\text{Li}$ ne pouvaient s'expliquer par des mécanismes connus ce qui nous a conduit à concevoir un nouveau mécanisme fondé sur la formation de molécules nucléaires et leur éclatement. Il permet de savoir dans quelles réactions il y a formation de molécules nucléaires. Il permet aussi de calculer la forme du spectre dans le cas d'un éclatement. Toutes les expériences connues avec ${}^6\text{Li}$ sont en accord avec ces prédictions. Il nous semble donc que l'existence de molécules nucléaires formées par ${}^6\text{Li}$ est solidement établie. Néanmoins, l'idée de molécule nucléaire est un peu étrange. Pourquoi cette particularité des réactions produites par le ${}^6\text{Li}$? Nous croyons que la raison en est qu'avec le ${}^6\text{Li}$, nous formons de préférence des structures non saturées, de grand rayon, et de faible liaison, et cela parce que le ${}^6\text{Li}$ a déjà en soi ces propriétés. D'où son rayon anormalement grand, qui donne $r_0 = 1,92 \text{ fm}$ (45), alors que, pour les autres noyaux, r_0 est compris entre 1,18 et 1,33 ; d'où aussi plusieurs autres propriétés parmi lesquelles nous en mentionnerons une. Quand on étudie la diffusion d'électrons par les noyaux, on peut calculer les distributions de charge en accord avec les expériences si on considère un puits moyen pour les protons. Pour le ${}^6\text{Li}$, cette méthode ne donne pas de bons résultats, il faut supposer que le puits moyen du proton extérieur est différent du puits des protons intérieurs.

On remarque que, dans l'autre cas où l'existence des molécules nucléaires a été bien établie, celui de la molécule ${}^{12}\text{C} - {}^{12}\text{C}$, le rayon est également plus grand que le rayon moyen, car pour ${}^{12}\text{C}$, $r_0 = 1,42 \text{ fm}$ (45).

La formation de molécules nucléaires par ${}^6\text{Li}$ doit pouvoir se placer dans le cadre de nos connaissances générales sur les noyaux. Cela nous semble une entreprise difficile mais réalisable ; peut-être pourrait-elle fournir des renseignements sur la forme des forces nucléaires à grande distance. Nous voyons deux voies possibles pour atteindre cet objectif.

1) Les modèles nucléaires. Il nous semble que les modèles nucléaires qui font l'approximation du champ central ne sont pas très adéquats pour décrire les molécules nucléaires.

Le modèle des agrégats, appliqué aux molécules nucléaires, semble plus indiqué. Nous voulons mentionner ici un nouveau et récent travail de Demeur et Reidemeister(48). Ils trouvent que pour ${}^9\text{Be}$ il y a une solution qui donne une orbitale liante avec $1/2^+$ et qu'ils associent au niveau $1/2^+$ de ${}^9\text{Be}$. Cette solution donne deux particules alpha bien séparées. Il semble que la molécule ${}^6\text{Li} - {}^6\text{Li}$ puisse être décrite par quatre nucléons dans cette orbitale, couplés à un spin total pair. Le fait que l'éclatement de la molécule ${}^6\text{Li} - {}^6\text{Li}$ se fasse en trois particules alpha, dont deux emportent presque toute l'énergie, implique que le spin de la molécule soit pair et la parité positive.

2) La force nucléon-nucléon. Pour celle-ci, considérons la molécule ${}^6\text{Li} - {}^6\text{Li}$. Il doit être possible de trouver des solutions adéquates à partir de l'hamiltonien

$$H = \sum_i p_i^2 / 2 m_i + \sum_{i \neq j} V_{ij}$$

mais, plutôt que de suivre le chemin usuel et de remplacer au début $\sum_{i \neq j} V_{ij}$ par un potentiel moyen $\sum_i V_i$, il faudra probablement procéder d'une façon différente. Par exemple, on considère d'abord le principe de Pauli pour huit nucléons, qui se couplent pour former deux particules alpha. Puis, il faudra chercher des solutions, en particulier, celles donnant deux centres séparés.

D'autres noyaux peuvent-ils former des molécules nucléaires ? Il nous semble que tous les autres noyaux y sont moins favorables. Si, dans la molécule nucléaire, il existe des nucléons non couplés qui peuvent former une nouvelle particule, on pourra observer la molécule par son éclatement. Si ce n'est pas possible, il sera plus difficile de mettre en évidence la formation de la molécule, on pourra toutefois le faire par la diffusion élastique. Parmi les autres noyaux, ceux qui nous semblent pouvoir former des molécules nucléaires sont : ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$.

RÉFÉRENCES

- (1) G.E. UHLENBECK et S. GOUDSMIT, Pieter Zeeman 1865-1935 (Martinus Nijhoff's Gravenhage, Netherlands, 1935) p. 201.
- (2) F.C. BACKER et P.B. TREACY, Nucl. Phys., 1962, 38, 33.
- (3) A.M. LANE et R.G. THOMAS, Rev. Mod. Phys., 1958, 30, 257.
- (4) J.L. QUEBERT, M. COSTE et L. MARQUEZ, Nucl. Phys., 1964, 54, 257.
- (5) A.B. MIGDAL, J. Exp. Theor. Phys., 1955, 28, 3.
- (6) K.M. WATSON, Phys. Rev., 1952, 88, 1963.
- (7) V.V. KOMAROV et A.M. POPOVA, Nucl. Phys., 1960, 18, 296.
- (8) K. ILAKOVAC, L.G. KUO, M. PETRAVIC et I. SLAUS, Phys. Rev., 1961, 124, 1923.
- (9) H.E. CONZETT, E. SHIELD, R.J. SLOBODRIAN et S. YAMABE, Phys. Rev. Letters, 1964, 13, 625.
- (10) M.N. HUBERMAN, M. KAMEGAI et G.C. MORRISON, Phys. Rev., 1963, 129, 791.
- (11) M. KAMEGAI, Phys. Rev., 1963, 131, 1701.
- (12) G.C. MORRISON, Proc. Int. Symp. Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms, Padoue (1962) (édité par Gordon and Breach, Londres) p. 878.
- (13) D. MANESSE, M. COSTE, C. LEMEILLE, L. MARQUEZ et N. SAUNIER, Nucl. Phys., 1964, 55, 433.
- (14) M. RIOU, Int. Symp. (loc. cit.)
- (15) M. DEMEUR, Compte rendus des Journées d'Etudes sur les Réactions Nucléaires par Ions lourds, (édité par le Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux) 1964, p. 22.
- (16) A. MESSIAH, Mécanique Quantique (édité par Dunod, Paris), 1962, Vol.1.
- (17) A. GARIN, C. LEMAILLE, D. MANESSE, L. MARQUEZ, N. SAUNIER et J.L. QUEBERT, J. Physique, 1964, 25, 768.
- (18) L. BIANCHI, Thèse Conservatoire National des Arts et Métiers, 1965.
- (19) A. BONNET, J. Phys. Rad., 1954, 15, 587.
- (20) P. DEMERS, Ionographie (édité par les Presses Universitaires de Montréal) 1958.
- (21) W.H. BARKAS, Nuclear Research Emulsions (édité par Academic Press, New-York, Londres) 1963.
- (22) C. WILLIAMSON et J.P. BOUJOT, Tables of Range and Rate of Energy Loss of Charged Particles of Energy 0,5 to 150 MeV, 1962, (Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay).
- (23) A. GARIN, L. MARQUEZ et J.L. QUEBERT, Nucl. Phys., 1965, 69, 140.
- (24) R.T. FROST et S.S. HANNA, Phys. Rev., 1958, 110, 939.
- (25) T. LAURITSEN et F. AJZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys., 1959, 11, 54.
- (26) P. CUER et J.J. JUNG, C.R. Acad. Sc., 1953, 236, 1252.

- (27) G. WEBER, Phys. Rev., 1958, 110, 529.
- (28) R. GLEYVOD, I. NAQIB et N.P. HEYDENBURG (Communication privée).
- (29) R. BILWES, B. BOUROTTE et D. MAGNAC-VALETTE, C.R. Congrès International Physique Nucléaire, Paris, 1964, Vol. II, p. 343.
- (30) F.S. DIETRICH et L. CRANBERG, Bull. Am. Phys. Soc., 1960, 5, 493.
- (31) A.I. BAZ, Adv. Phys., 1959, 8, 349.
- (32) J.B. MARION, Bull. Am. Phys. Soc., 1965, 10, 9.
- (33) M. COSTE et L. MARQUEZ, C.R. Acad. Sc., 1962, 254, 1768.
- (34) E. BERKOWITZ, S. BASHKIN, R.R. CARLSON, S.A. COON et E. NORBECK, Phys. Rev., 1962, 128, 247.
- (35) E. BERKOWITZ, Phys. Rev., 1962, 126, 2168.
- (36) R. MacGRATH, Phys. Rev., 1962, 127, 2138.
- (37) M. COSTE, L. MARQUEZ et S. SHAFROTH, J. Phys., 1963, 24, 906.
- (38) A. GARIN et L. MARQUEZ, J. Phys. Radium, 1962, 23, 970.
- (39) M. COSTE, C.R. Acad. Sc., 1962, 255, 2750.
- (40) B. DELAUNAY-OLKOWSKY, L. BIANCHI, J.P. MEURGUES et J. PETRES, J. Phys., 1963, 24, 1012.
- (41) N.K. BANERJEE, Nuclear Spectroscopy, Part B (édité par Ajzenberg-Selove, Academic Press) 1960.
- (42) M. BERRADA et L. MARQUEZ (résultats préliminaires).
- (43) K.W. ALLEN, E. ALMQVIST, J.T. DEWAN et T.P. PEPPER, Phys. Rev., 1954, 96, 684.
- (44) P.H. WACKAMN et N. AUSTERN, Nucl. Phys., 1962, 30, 529.
- (45) L.R.B. ELTON, Nuclear Sizes, (édité par Oxford University Press), 1961.
- (46) E. ALMQVIST, D.A. BROMLEY et J.A. KUEHNER, Reactions between complex nuclei (édité par John Wiley and Sons, New-York), 1960, p. 282.
- E. ALMQVIST, D.A. BROMLEY, J.A. KUEHNER et B. WHALEN, Phys. Rev., 1963, 130, 1140.
- (47) J. HUMBLET et L. ROSENFELD, Nucl. Phys., 1961, 26, 529.
- (48) M. DEMEUR et G. REIDEMEISTER, Ann. Phys. (à paraître).

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

Orsay, le 11 mai 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. BERGERARD

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN

Ouvrages scientifiques

TYPO - OFFSET

GAP (Hautes-Alpes)

Dépôt légal n° 336
1966

